TOME 12. N° 9. NOVEMBRE 1951.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM

LES TENTATIVES DE RAPPPOCHEMENT ENTRE LES CONSTANTES λ (CONSTANTE COSMOLOGIQUE) ET μ_0 (MASSE DU PHOTON)

Par Mme M. A. TONNELAT.
Institut Henri Poincaré, Paris.

Sommaire. — Examen des diverses tentatives pour établir une égalité de la forme $\mu^2 = -\lambda$ avec $\mu = \frac{2\pi}{h}\mu_0 c$ et $\lambda \simeq -\frac{1}{\mathcal{R}^2}$ (μ_0 étant la masse d'un corpuscule du type photon et $\mathcal{R}$ le rayon de courbure d'un espace à courbure constante). Discussion du sens et des limites de cette équivalence.

La relativité générale permet d'écrire la loi de gravitation dans le vide

$$G_{\mu\nu} = \lambda \gamma_{\mu\nu} \tag{1}$$

en désignant par $\gamma_{\mu\nu}$ le tenseur métrique symétrique habituel et en posant

$$G_{\mu\nu} = \partial_\rho \left\{ {\rho \atop \mu\nu} \right\} - \partial_\nu \left\{ {\rho \atop \mu\rho} \right\} + \left\{ {\lambda \atop \mu\nu} \right\} \left\{ {\rho \atop \lambda\rho} \right\} - \left\{ {\lambda \atop \mu\rho} \right\} \left\{ {\rho \atop \lambda\nu} \right\}. \tag{2}$$

La constante cosmologique λ qui, avec cette définition doit être négative, est de l'ordre de $-\frac{1}{\mathcal{R}^2}$ [$\mathcal{R}$ étant le rayon de courbure de l'espace à courbure constante qui intervient dans la solution de (1)]. Cette constante a été plusieurs fois rapprochée d'une autre constante μ_0 qui peut introduire des termes supplémentaires dans les équations de Maxwell et qui représente alors la masse du photon.

La relation proposée entre λ et μ_0 est toujours de la forme suivante (¹) :

$$\lambda = -a\mu^2, \qquad \mu = \frac{2\pi}{h}\mu_0 c, \tag{3}$$

a étant une fraction simple ou un entier voisin de l'unité.

Si l'on examine simplement les ordres de grandeur, cette relation est tout à fait admissible. On a en effet

$$\frac{2\pi}{h}\mu_0 c \simeq \frac{1}{\mathcal{R}},$$

avec

$$h = 6{,}5.10^{-27}, \qquad \mathcal{R} = 10^{25}\ \text{cm}.$$

On obtient donc

$$\mu_0 \simeq \frac{h}{2\pi\mathcal{R}c} \simeq 10^{-63}\ \text{g}. \tag{4}$$

ce qui semble correspondre à une valeur possible de la masse du photon, d'après les conjectures que l'on peut faire sur celle-ci (²).

Toutefois, il est plus difficile d'attribuer un sens physique à une relation du type (4), car elle établit une correspondance entre la constante λ et des termes spécifiquement quantiques. Pour en discuter la valeur on ne peut que se référer aux hypothèses qui ont motivé cette égalité.

1. Les plus simples de ces hypothèses sont issues de l'étude de la propagation d'un champ maxwellien dans un espace de Riemann. On constate (³) que la

(¹) Nous n'examinerons pas ici les déterminations de μ_0 à partir d'hypothèses étrangères à la Relativité générale. Tel est le cas, par exemple, de l'évaluation des limites de l'énergie d'un photon à partir de la théorie de Milne.
Cf. WHITROW, *Nature*, 1950, **165**, 281.

(²) Cette masse n'étant pas décelable par l'expérience, on peut en inférer qu'elle doit être inférieure à une valeur voisine de 10^{-45} g.
Cf. L. DE BROGLIE, Une nouvelle conception de la lumière, p. 40.

(³) *Cf.* EDDINGTON, Relativitätstheorie, p. 260.

propagation des champs et des potentiels est décrite par les équations

$$\square \varphi_\mu = \lambda \varphi_\mu, \tag{5}$$

$$\square \varphi_{[\mu\nu]} = \frac{4\lambda}{3} \varphi_{[\mu\nu]} \tag{6}$$

avec

$$\square = - D^\rho D_\rho = - g^{\rho\sigma} D_\rho D_\sigma.$$

La dérivée covariante est prise à l'aide des $\left\{ {\rho \atop \mu\nu} \right\}$ qui caractérisent la connexion de l'espace de Riemann. En choisissant un système de coordonnées naturelles ([4]), on peut ramener ces équations aux suivantes ([5]) :

$$\dot{\square} \varphi_\mu = \lambda \varphi_\mu, \tag{7}$$

$$\dot{\square} \varphi_{[\mu\nu]} = \frac{4\lambda}{3} \varphi_{[\mu\nu]}, \tag{8}$$

avec ([6])

$$\dot{\square} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \sum_p \frac{\partial^2}{\partial x_p^2} \qquad (p = 1, 2, 3).$$

1° M. Tokio Takeuchi ([7]) a essayé le premier d'établir une relation entre λ et μ_0 en supposant que les équations (7) admettent la solution

$$\varphi_\mu = a\, e^{2\pi i \left[\nu t - \frac{\sqrt{\nu^2 - \nu_0^2}}{c} (\alpha x + \beta y + \gamma z) \right]}.$$

Dans ces conditions

$$\nu_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{-\lambda} \tag{9}$$

définit, d'après (7), une dispersion par le vide ([8]) avec l'indice

$$n = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\nu_0^2}{\nu^2}}} \tag{9'}$$

et une masse au repos du photon telle que

$$\mu_0 c^2 = h \nu_0. \tag{10}$$

On aura donc

$$\mu_0 = \frac{h}{2\pi c} \sqrt{-\lambda} \simeq \frac{h}{2\pi \mathcal{R} c}. \tag{11}$$

2° Un rapprochement analogue, et peut être moins arbitraire, peut être tenté d'après les principes de la théorie du photon. La propagation du photon dans un espace euclidien obéit en effet aux équations ([9])

$$\dot{\square} \varphi_\mu = - \mu^2 \varphi_\mu, \tag{12}$$

$$\dot{\square} \varphi_{[\mu\nu]} = - \mu^2 \varphi_{[\mu\nu]}, \tag{13}$$

avec

$$\mu = \frac{2\pi}{h} \mu_0 c.$$

Il existe donc une grande similitude entre la forme de ces équations et celle des équations de propagation d'un champ maxwellien dans un espace de Riemann à courbure constante. En comparant (5) et (11), on est encore amené à poser

$$\mu^2 = - \lambda, \tag{14}$$

c'est-à-dire

$$\mu_0 = \frac{h}{2\pi \mathcal{R} c} \simeq 10^{-63}\ \text{g}. \tag{15}$$

On voit apparaître nettement ici le genre de parenté que peuvent indiquer des relations comme (10) ou (14). Il s'agit d'une équivalence formelle entre les équations de propagation d'un photon de masse $\mu_0 \neq 0$ dans un espace euclidien et celles d'une onde maxwellienne dans un espace de Riemann à courbure constante. Courbure et masse produisent une dispersion par le vide qu'on peut, d'ailleurs arbitrairement, supposer identique dans les deux cas. Mais cette propriété n'introduit physiquement aucun lien entre la masse du photon et la courbure de l'univers. En dépit de la possibilité de produire des effets identiques, ces deux caractères restent totalement hétérogènes, comme les théories dont ils sont issus. Physiquement, ils s'excluent. Sinon, il faudrait considérer la propagation d'un photon non pas dans un espace euclidien, mais dans un espace de Riemann à courbure constante. On aurait alors les équations de propagation ([10])

$$\dot{\square} \varphi_\mu = (\lambda - \mu^2) \varphi_\mu, \tag{16}$$

$$\dot{\square} \varphi_{\mu\nu} = \left(\frac{4\lambda}{3} - \mu^2 \right) \varphi_{\mu\nu}, \tag{17}$$

dans lesquelles les effets de masse et de courbure s'ajoutent. Tout revient donc à considérer la propagation d'un photon de masse

$$\mu_0'^2 = \mu_0^2 - \frac{h^2}{4\pi^2 c^2} \lambda$$

dans un espace euclidien. Mais aucun lien entre les constantes μ_0 et λ qui produisent des effets additifs et non plus équivalents ne saurait évidemment en résulter.

2. Dans ce qui précède, les relations entre λ et μ^2 s'introduisent au sein de la théorie électromagnétique. La structure de l'univers n'intervient que pour servir de cadre à cette théorie. La courbure peut modifier les équations de propagation du champ électromagnétique mais, de toute façon, celui-ci reste complètement étranger à la géométrie.

([4]) Pour la définition des coordonnées « naturelles », on pourra consulter EDDINGTON, *Op. cit.*, p. 105.

([5]) *Cf.* EDDINGTON, *Op. cit.*, p. 262.

([6]) Les valeurs galiléennes des $g^{\mu\nu}$ étant $\delta^{\mu\nu}$ en notations d'univers et (1, 1, 1, — 1) en notations d'espace-temps.

([7]) TOKIO TAKEUCHI, *Esf. Zs. f. Phys.*, 1928, **50**, 700 et 1929, **53**, 148.

([8]) Ou « superdispersion », d'après TOKIO TAKEUCHI.

([9]) L. DE BROGLIE, Nouvelles recherches sur la lumière, Hermann, 1936, p. 15.

([10]) M. A. TONNELAT, *Ann. de Physique*, 1941, **15**, 144.

On pourrait espérer, au contraire, rapprocher les grandeurs géométriques issues des théories classiques des grandeurs définies par la théorie quantique des champs et représentant des transitions corpusculaires. Cette entreprise n'a aucun sens dans le cadre restreint de la relativité générale et de la théorie électromagnétique.

En effet, la relativité générale fait intervenir un tenseur $G_{\mu\nu}$ nécessairement symétrique. A l'approximation quasi euclidienne [11] et avec un choix de coordonnées isothermes [12], on obtient

$$G_{\mu\nu} = + \frac{1}{2} \overset{\circ}{\Box} \gamma_{\mu\nu}, \tag{19}$$

de sorte que l'équation (7) se réduit à l'équation de propagation

$$\overset{\circ}{\Box} \gamma_{\mu\nu} = 2\lambda \gamma_{\mu\nu} \quad [13]. \tag{20}$$

Or, la théorie électromagnétique ne peut aboutir qu'à l'équation de propagation (13)

$$\overset{\circ}{\Box} \varphi_{[\mu\nu]} = - \mu^2 \varphi_{[\mu\nu]}. \tag{13}$$

Pour qu'un rapprochement soit possible, il est nécessaire d'élargir les bases de l'une et de l'autre théorie, de façon à introduire soit un tenseur symétrique dans les équations corpusculaires des champs, soit un tenseur antisymétrique dans les équations déduites d'un théorie géométrique.

1° Fierz et Pauli ont étendu les résultats de la théorie quantique des champs en introduisant, à côté des équations électromagnétiques relatives au tenseur antisymétrique $\varphi_{[\mu\nu]}$, des équations qui se rapportent à un tenseur symétrique $\varphi_{(\mu\nu)}$ [14]. Les premières décrivent le comportement d'une particule de spin 1, les secondes d'une particule de spin 2. Nous avons montré qu'il est possible de déduire les unes et les autres des mêmes équations d'onde [15] et de les rapprocher des équations quasi euclidiennes tirées de la relativité générale [16].

On a, en effet, les équations de propagation suivantes :

Pour le spin 1 :

$$\overset{\circ}{\Box} \varphi^{(1)}_{[\mu\nu]} = - \mu^2 \varphi^{(1)}_{[\mu\nu]}. \tag{21}$$

Pour le spin 2 :

$$\overset{\circ}{\Box} \varphi^{(2)}_{(\mu\nu)} = - \mu'^2 \varphi^{(2)}_{(\mu\nu)}, \tag{22}$$

les constantes μ et μ' pouvant se rapporter à des masses au repos μ_0 et μ'_0 éventuellement différentes.

Supposons que $\varphi^{(2)}_{(\mu\nu)}$ soit défini de la façon suivante à partir d'un certain tenseur symétrique $\gamma_{\mu\nu}$ [17]

$$\varphi^{(2)}_{(\mu\nu)} = - \gamma_{\mu\nu} + \frac{1}{6} \delta_{\mu\nu} \gamma + \frac{1}{3\mu^2} \partial_\mu \partial_\nu \gamma, \tag{23}$$

avec

$$\gamma = \delta^{\mu\nu} \gamma_{\mu\nu}.$$

Les équations de la théorie conduisent à l'équation de propagation [18]

$$\overset{\circ}{\Box} \gamma_{\mu\nu} = - \mu'^2 \gamma_{\mu\nu}. \tag{24}$$

En comparant (20) et (24), on est amené à poser

$$\mu'^2 = - 2\lambda, \tag{25}$$

c'est-à-dire

$$\mu'_0 = \frac{h\sqrt{2}}{2\pi \mathcal{R} c} \simeq 10^{-63} \text{ g}.$$

2° L'élargissement des bases de la relativité générale de manière à permettre la géométrisation de l'électromagnétisme est le but poursuivi par les théories unitaires classiques. La façon la plus naturelle et la plus générale de l'atteindre consiste à remplacer la connexion riemannienne par une connexion affine quelconque en supposant que l'univers possède une torsion et deux sortes de courbures. A partir de ces principes, Einstein a édifié une théorie unitaire affine très générale [19] qui suppose toujours une équation de la forme

$$R_{\mu\nu} = \lambda g_{\mu\nu}, \tag{26}$$

(11) Si $\delta_{\mu\nu}(-1, -1, -1, +1)$ représente les valeurs galiléennes des $\gamma_{\mu\nu}$, l'approximation quasi euclidienne consiste à supposer que $h_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu} - \delta_{\mu\nu}$ et toutes les dérivées des $\gamma_{\mu\nu}$ sont des quantités ε petites devant l'unité, de sorte qu'on peut négliger tous les termes en ε^2.

(12) Les coordonnées « normales » ou « isothermes » sont telles que :

$$\partial^\rho \gamma_{\rho\mu} = \frac{1}{2} \partial_\mu h, \qquad \text{avec} \quad h = g^{\mu\nu} h_{\mu\nu} \simeq \delta^{\mu\nu} h_{\mu\nu}, \tag{18}$$

relations équivalentes à $g^{\mu\nu} \Gamma^\rho_{\mu\nu} = 0$.

On peut montrer qu'il est possible de choisir des coordonnées qui soient à la fois isothermes et quasi galiléennes. *Cf.* CHAZY, La théorie de la Relativité et la Mécanique céleste, p. 140.

(13) De cette équation résulte que la constante $\lambda = \frac{G}{4}$ doit être, elle aussi, de l'ordre de ε.

(14) M. FIERZ, *Helv. Phys. Acta*, 1939, **15**, 297.

(15) M. A. TONNELAT, *C. R. Acad. Sc.*, 1941, **212**, 187, et *Ann. de Physique*, 1942, **17**, 158.

(16) M. A. TONNELAT, *C. R. Acad. Sc.*, 1941, **212**, 687, et *Ann. de Physique*, 1944, **19**, 405.

(17) Nous avions défini $\varphi^{(2)}_{(\mu\nu)}$ à partir de $\gamma_{\mu\nu}$ au moyen d'une expression un peu différente [Cf. *Ann. de Physique*, 1944, **19**, 407 relation (12)]. Il nous semble préférable de définir le $\varphi^{(2)}_{(\mu\nu)}$ (séparé des grandeurs liées au spin $j = 0$) à partir des $\gamma_{\mu\nu}$ et de choisir l'expression ci-dessus. Pour la définition des $\varphi^{(2)}_{(\mu\nu)}$, *Cf.* VAN ISACKER, *C. R. Acad. Sc.*, 1944, p. 51.

(18) Les équations de la théorie $\sum_\rho \varphi^{(2)}_{\rho\rho} = 0$ et $\delta^\rho \varphi^{(2)}_{(\rho\mu)} = 0$ conduisent aussi à la condition

$$\partial^\rho \gamma_{\rho\mu} = \frac{1}{2} \partial_\mu \gamma,$$

qui est précisément la définition (18) des coordonnées isothermes.

(19) *Cf.* EINSTEIN, *The Meaning of Relativity*, Appendix 2e édition.

$R_{\mu\nu}$ et $g_{\mu\nu} = \underline{g}_{\mu\nu} + \underset{\vee}{g}_{\mu\nu}$ n'étant plus ici des grandeurs symétriques. Avec quelques variantes suivant le ou les tenseurs de base adoptés, $R_{\mu\nu}$ s'exprime au moyen des coefficients de la connexion affine et ces derniers en fonction des $g_{\mu\nu}$: c'est la solution rigoureuse des équations $\underset{+-}{g_{\mu\nu;\rho}} = 0$ que nous avons calculée dans un précédent travail. Aucune approximation n'a besoin d'être faite sur la forme et l'ordre de grandeur du tenseur symétrique $\underline{g}_{\mu\nu}$. Par contre, si nous supposons le champ antisymétrique $\underset{\vee}{g}_{\mu\nu}$ de l'ordre de ε et si nous convenons de négliger les termes en ε^3 devant l'unité nous constatons que (26) conduit aux équations approchées

$$G_{\mu\nu} \simeq + \frac{1}{2} \Box \underline{g}_{\mu\nu} = \lambda\, \underline{g}_{\mu\nu}, \qquad (27)$$

$$\Box \underset{\vee}{g}_{\mu\nu} - \frac{1}{3}(\partial_\mu f_\nu - \partial_\nu f_\mu) = \frac{2\lambda}{3} \underset{\vee}{g}_{\mu\nu} \; (^{20}), \qquad (28)$$

$$\gamma^{\mu\rho} \partial_\mu \underset{\vee}{g}_{\rho\nu} = f_\nu. \qquad (29)$$

l'approximation portant seulement sur les termes électromagnétiques.

Si f_ν est supposé nul, le champ $\underset{\vee}{g}_{\mu\nu}$ ne peut être rapproché du champ électromagnétique, à moins que la constante cosmologique ne disparaisse ([21]).

Si $f_\nu \neq 0$, il est possible de définir un champ $\varphi_{\mu\nu}$ qui dérive d'un potentiel, même si $\lambda \neq 0$. Ce champ vérifie l'équation de propagation

$$\Box \varphi_{\mu\nu} = \frac{5\lambda}{6} \varphi_{\mu\nu}. \qquad (30)$$

La comparaison entre cette dernière équation et l'équation 13 de propagation d'un champ électromagnétique conduit à poser en choisissant un système de coordonnées naturelles

$$\mu^2 = - \frac{5\lambda}{6}. \qquad (31)$$

Il importe de noter que des égalités telles que (25) et (31) impliquent encore un rapprochement purement formel. Elles représentent une équivalence entre la propagation des champs issus d'une description géométrique et celle des champs macroscopiques que définit statistiquement une théorie quantique. Mais cette équivalence de langage que traduisent les égalités (25) ou (31) laisse finalement les théories étrangères l'une à l'autre. Elles restent deux descriptions possibles, mais aucun lien explicatif ne les unit. Les interprétations physiques qu'elles proposent s'excluent donc encore.

Il en irait différemment si l'on pouvait imaginer, par exemple, une relation de cause à effet entre le champ corpusculaire et les structures géométriques de l'univers. S'il en était ainsi, un corpuscule du type photon serait responsable, par ses transitions, du champ antisymétrique macroscopique et de la structure de l'univers dans lequel, finalement, il se propage. Ses équations devraient être écrites au départ dans l'univers à connexion affine qu'il contribue à définir. Malheureusement, les équations des champs ne sont pas connues dans un espace à connexion affine quelconque et non simplement riemannienne (hypothèse nécessaire pour interpréter géométriquement le champ $\varphi_{\mu\nu}$). C'est précisément à la théorie classique unitaire de les établir. Les équations d'ondes correspondant à ce cas ne sont même pas forcément compatibles.

Il semble donc qu'une équivalence entre théorie corpusculaire des champs et théorie affine classique se borne à confronter deux descriptions possibles et d'ailleurs approximatives, mais sans lien explicatif. Seul le cadre euclidien intervient dans la théorie corpusculaire mais, chose remarquable, il se trouve que le comportement du corpuscule décrit à l'aide de coordonnées cartésiennes quelconques, est « équivalent » aux relations entre les structures géométriques classiques quand on les rapporte à certains systèmes particuliers de coordonnées curvilignes : coordonnées « naturelles », s'il s'agit de (8) et de (30) coordonnées « isothermes », s'il s'agit de (20).

Si intéressante qu'elle soit, cette équivalence approchée, ou plutôt ce pont entre les langages géométrique et corpusculaire est donc loin de se présenter comme une théorie explicative satisfaisante. Cette discussion n'a d'autre but que de préciser ses caractères et ses limites.

Dans une autre voie, il reste la possibilité de trouver, grâce à la solution exacte des équations $\underset{+-}{g_{\mu\nu;\rho}} = 0$, solution valable même dans le cas de champs très intenses, l'explication de la nature des particules élémentaires. Mais la réalisation de cet espoir, comme le souligne fort bien Schrödinger ([22]), demeure, malgré tous les efforts, assez problématique.

([19]) M. A. Tonnelat, *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 81.

([20]) Cette équation est liée aux choix d'un certain tenseur de base, on obtiendrait des coefficients différents en partant d'un autre tenseur mais les conclusions seraient inchangées.

([21]) *Cf.* M. A. Tonnelat, *J. Physique Rad.*

([22]) Schrödinger, Studies in the non symmetric generalization of the theory of gravitation, Dublin, 1951, p. 3.

Manuscrit reçu le 12 mai 1951.

SUR L'ANALYSE DES DIFFUSIONS ÉLASTIQUES DE NUCLÉONS PAR LES CHAMPS MÉSIQUES

Par C. MARTY.
Laboratoire de Chimie Nucléaire. Collège de France.

Sommaire. — Calcul de la section efficace de diffusion élastique des nucléons par des champs mésiques quelconques à spin 0 ou 1, à l'approximation du second ordre de la matrice S. Application aux champs purs scalaire, pseudoscalaire, vectoriel et pseudovectoriel. Discussion de la validité de la méthode d'approximation (on trouve en particulier que le champ pseudoscalaire ne peut être étudié au second ordre seulement). Comparaison avec les résultats expérimentaux à grande énergie. Aucun champ simple de masse égale à celle du méson π ne peut rendre compte des sections efficaces de diffusion neutron-proton et proton-proton; il en est de même pour tous les mélanges de mésons scalaires neutres de masse m_π et de mésons chargés.

1. **Introduction**. — L'analyse des processus de diffusion élastique de nucléons rapides a été surtout conduite jusqu'à présent à l'aide de théories phénoménologiques. On peut de la sorte tenter d'expliquer à la fois les propriétés de l'état lié du deutéron et l'allure des sections efficaces de diffusion de leurs nucléons aux grandes et petites énergies. Ces recherches ont montré que dans le cadre de l'indépendance des forces nucléaires par rapport à la charge électrique, il est possible de rendre compte des processus de basse énergie et de la diffusion NP à 90 MeV [1]. La diffusion PP nécessite des hypothèses supplémentaires qui ne semblent pas avoir donné des résultats satisfaisants [2, 3, 4].

Par contre, assez peu de travail a été fait sur le traitement du même problème par les champs mésiques. Cela tient à des difficultés fondamentales (échec des renormalisations de masse et de charge dans de nombreux cas) et aussi à ce qu'il n'est pas aisé de lier les phénomènes de grandes et petites énergies; les méthodes habituelles [5, 6] utilisent en général des approximations statiques qui influencent grandement le résultat obtenu [7]. Toutefois, dans les questions de chocs de nucléons vers des énergies de 100 MeV, les théories covariantes récemment développées permettent de tenir compte sans peine des effets dus aux vitesses, qu'ils soient d'origine cinématique aussi bien que dynamique, ce que ne peut faire une théorie phénoménologique. Enfin, à côté des données expérimentales sur les sections efficaces de diffusion, il est possible d'utiliser d'autres informations sur la masse, le spin et la charge des mésons liés aux forces nucléaires.

C'est pour ces raisons que nous avons calculé et comparé à l'expérience, de façon systématique, les sections efficaces de diffusion élastique de deux nucléons par des champs mésiques quelconques à spin 0 ou 1. On a employé l'approximation de Born dont la validité est discutée qualitativement au paragraphe 7.

2. **Unités et notations**. — On égalera à l'unité les constantes $\hbar$ et c, ainsi que la masse du proton.

On emploiera les notations suivantes :

dQ, section efficace différentielle de diffusion, qui peut être calculée :

a. Dans un référentiel arbitraire, à coordonnées x_μ avec $x_4 = ix_0$, où

x_0 est le temps;

p^i, quadrivecteur énergie-impulsion d'un nucléon;

p^1, p^2 se rapportent à l'état initial de deux nucléons;

p^3, p^4 se rapportent à l'état final de deux nucléons

$$P^i = p^1 + p^2, \qquad P^f = p^3 + p^4,$$
$$q = p^1 - p^2, \qquad Q = p^3 - p^4.$$

la collision étant élastique on a $P = P^i = P^f$.

$(a, b) = a_\mu b_\mu$, produit scalaire de deux vecteurs;

b. Dans le référentiel du centre des masses, où

$\vec{p}$, moment initial d'un nucléon;

$\vec{p}'$, moment final d'un nucléon

$$p = |\vec{p}| = |\vec{p}'|;$$

E, énergie totale d'un nucléon

$$E = \sqrt{1 + p^2};$$

θ, angle de diffusion;

c. Dans le référentiel du laboratoire, où $\mathcal{E}$ désigne l'énergie *cinétique* du nucléon incident.

On a, en outre :

d. Types de mésons : S scalaire; PS pseudoscalaire; V vectoriel; PV, pseudovectoriel;

e. Masses : m, masse du méson; m_0 masse de l'électron;

f. Constantes de couplage nucléon-méson : f pour les

termes ne contenant pas de dérivées du champ mésique, g pour les termes avec ces dérivés.

g. nucléons : les nucléons sont supposés obéir à l'équation de Dirac :

γ_μ, matrices hermitiques habituelles de Neumann

$$\gamma_5 = \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4,$$

$u(p)$, spineur correspondant à un quadrimoment p

$$\bar{u}(p) = u^*(p)\gamma_4 \quad \text{spineur adjoint}$$

γ étant une quelconque des matrices hermitiques formées à partir des γ_μ, on pose :

$$\overset{(1)}{\gamma} = \bar{u}(p^3)\gamma u(p^1), \qquad \overset{(2)}{\gamma} = \bar{u}(p^4)\gamma u(p^2);$$
$$\overset{(\mathrm{I})}{\gamma} = \bar{u}(p^4)\gamma u(p^1), \qquad \overset{(\mathrm{II})}{\gamma} = \bar{u}(p^3)\gamma u(p^2).$$

3. **Rappel des données expérimentales** [7]. — 1. *Diffusion* NP. — La section efficace totale varie comme $\frac{1}{\mathcal{E}}$ pour $10 < \mathcal{E} < 100$ MeV.

La section efficace différentielle $dQ_{NP}(\theta)$, isotrope aux basses énergies, peut aux erreurs expérimentales près être regardée comme symétrique par rapport à $\theta = 90°$ pour $\mathcal{E} = 90$ MeV et 360 MeV. Le facteur d'asymétrie $\frac{dQ(180°)}{dQ(90°)}$ est de l'ordre de 4 à 90 MeV.

2° *Diffusion* PP. — La section efficace différentielle $dQ_{PP}(\theta)$, contrairement à dQ_{NP} est pratiquement isotrope autour de $\theta = 90°$ (l'influence du champ de Coulomb est alors négligeable). La section efficace dQ_{PP} (90°) varie comme $\frac{1}{\mathcal{E}}$ pour $\mathcal{E} < 100$ MeV et ensuite semble rester constante.

3. *Les mésons nucléaires* [8]. — Parmi les mésons connus à l'heure actuelle, ceux de type π sont fortement liés aux noyaux. Ils ont une masse que, pour les besoins du présent travail, nous pourrons regarder comme indépendante de leur charge électrique et égale à 270 m_0. Les mésons π neutres ont un spin nul. Enfin, il n'est pas exclu que des mésons plus lourds que les particules π interviennent dans les forces nucléaires.

4. **Méthode de calcul des éléments de matrice.** — Pour le problème actuel, la méthode des graphes de Feynman [9] est la plus indiquée. Toutefois, une théorie hamiltonienne explicitement covariante, sous la forme que lui a donné Schwinger [10], par exemple, permet le traitement des états liés sur le même pied que les processus de diffusion et montre qu'on ne rencontre pas dans ce dernier cas les interactions de contact obtenues par les procédés non relativistes (*voir* apprendice). Les deux types de théories donnent des résultats identiques pour les processus de diffusion [11, 12].

On a recalculé, à partir du formalisme de Schwinger les différents facteurs d'émission, d'absorption et de propagation qui interviennent dans la théorie des graphes. La méthode est rappelée brièvement en appendice pour les champs mésiques chargés ou neutres à spin 0 ou 1 que nous considérons ici. Les résultats sont les suivants :

Champ.	Facteur d'émission.
S.........	$f1 - \frac{g}{m}\mathbf{q}$
PS........	$if\gamma_5 - \frac{g}{m}\gamma_5\mathbf{q}$
V.........	$if\left(\gamma_\mu + \frac{1}{m^2}\mathbf{q}q_\mu\right) + \frac{g}{2m}(\gamma_\mu\mathbf{q} - \mathbf{q}\gamma_\mu)$
PV........	$if\gamma_5\left(\gamma_\mu + \frac{1}{m^2}\mathbf{q}q_\mu\right) + \frac{ig}{2m}\gamma_5(\gamma_\mu\mathbf{q} - \mathbf{q}\gamma_\mu)$

	Facteur d'absorption
S.........	$f1 + \frac{g}{m}\mathbf{q}$
PS........	$if\gamma_5 + \frac{g}{m}\gamma_5\mathbf{q}$
V.........	$if\gamma_\mu - \frac{g}{2m}(\gamma_\mu\mathbf{q} - \mathbf{q}\gamma_\mu)$
PV........	$if\gamma_5\gamma_\mu - \frac{ig}{2m}\gamma_5(\gamma_\mu\mathbf{q} - \mathbf{q}\gamma_\mu)$

Facteurs de propagation : nucléons, $\frac{i\mathbf{q} - 1}{q^2 + 1}$; mésons, $\frac{1}{q^2 + m^2}$.

Il est alors possible [9], avec ces différents facteurs d'écrire à un ordre quelconque l'élément de matrice se rapportant à un processus donné, c'est-à-dire de calculer la matrice S de diffusion sous forme d'une série de puissances du ou des paramètres de couplage.

5. **Élément de matrice du second ordre le plus général.** — Nous calculons, à l'approximation du second ordre l'élément de matrice S_2 correspondant à une collision élastique de deux nucléons couplés par des champs mésiques quelconques à spin 0 ou 1. Dans l'état initial, les nucléons sont définis par leurs quadrivecteurs énergie-impulsion p^1, et p^2, dans l'état final par des quadrivecteurs p^3, p^4.

L'élément de matrice S_2 relatif à un champ donné s'écrit alors

$$S_2 = \frac{1}{2\pi^2 i}\left(\frac{a}{q^2 + m^2}M_0 - \frac{b}{Q^2 + m^2}M'_0\right), \qquad (1)$$

où les éléments de matrice M_0 sont égaux à

Champ.	M_0.
S.......	$\left(\overset{(1)}{f1} - \frac{g}{m}\overset{(1)}{\mathbf{q}}\right)\left(\overset{(2)}{f1} + \frac{g}{m}\overset{(2)}{\mathbf{q}}\right)$
V.......	$\left[if\overset{(1)}{\gamma_\mu} + \frac{g}{2m}\left(\gamma_\mu\mathbf{q} \overset{(1)}{-} \mathbf{q}\gamma_\mu\right)\right] \times\left[if\overset{(2)}{\gamma_\mu} - \frac{g}{2m}\left(\gamma_\mu\mathbf{q} \overset{(2)}{-} \mathbf{q}\gamma_\mu\right)\right] - \frac{f^2}{m^2}\overset{(1)}{\mathbf{q}}\,\overset{(2)}{\mathbf{q}}$.

On obtiendrait M'_0 par les substitutions

$$\overset{(1)}{\gamma} \to \overset{(\mathrm{I})}{\gamma}, \qquad \overset{(2)}{\gamma} \to \overset{(\mathrm{II})}{\gamma}. \tag{2}$$

Les coefficients a et b dans (1) caractérisent le type de transition considéré; on a explicitement [13]

Type de champ.	Constante de couplage.	Type de collision. NN ou PP a.	b.	NP. a.	b.
Neutre (source en 1).....	f_0	1	1	1	0
» (» en τ_3)....	f'_0	1	1	—1	0
Chargé..................	f_c	0	0	0	2
Symétrique.............	f	1	1	—1	2

On notera qu'il convient de considérer deux types de mésons neutres liés aux nucléons par des sources en 1 et τ_3 dans l'espace des spins isotopiques.

Les éléments de matrice S_2 relatifs aux champs PS et PV se déduisent immédiatement de (1) par les substitutions

$$\left.\begin{aligned} &1 \to i\gamma_5, \qquad \gamma_\mu \to \gamma_5\gamma_\mu, \\ &\gamma_\mu \mathbf{q} - \mathbf{q}\gamma_\mu \to i\gamma_5(\gamma_\mu \mathbf{q} - \mathbf{q}\gamma_\mu) \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Des éléments de matrice tels que (1) se simplifient grâce aux relations suivantes, qu'on déduit de l'équation de Dirac pour ondes planes

$$\left.\begin{aligned} &(\mathbf{p}^j - i)\,u(j) = \bar{u}(j)(\mathbf{p}^j - i) = 0, \\ &\overset{(1)}{\mathbf{q}} = \overset{(2)}{\mathbf{q}} = 0; \\ &\gamma_5 \overset{(1)}{\mathbf{q}} = 2i\overset{(1)}{\gamma_5}, \qquad \gamma_5 \overset{(2)}{\mathbf{q}} = -2i\overset{(2)}{\gamma_5}; \\ &\big(\gamma_\mu \overset{(1)}{\mathbf{q} - \mathbf{q}} \gamma_\mu\big) = 4i\overset{(1)}{\gamma_\mu} - 2(p^1 + p^3)_\mu \overset{(1)}{1}, \\ &\big(\gamma_\mu \overset{(2)}{\mathbf{q} - \mathbf{q}} \gamma_\mu\big) = -4i\overset{(2)}{\gamma_\mu} + 2(p^2 + p^4)_\mu \overset{(2)}{1}; \\ &\big[\gamma_5\big(\gamma_\mu \overset{(1)}{\mathbf{q} - \mathbf{q}}\gamma_\mu\big)\big] = -2(p^1 + p^3)_\mu \overset{(1)}{\gamma_5}, \\ &\big[\gamma_5\big(\gamma_\mu \overset{(2)}{\mathbf{q} - \mathbf{q}}\gamma_\mu\big)\big] = +2(p^2 + p^4)_\mu \overset{(2)}{\gamma_5}. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

En définitive, l'élément de matrice S_2 peut se mettre sous la forme

$$S_2 = \frac{1}{4\pi^2 i}\left\{\frac{a}{q^2 + m^2} M - \frac{b}{Q^2 + m^2} M'\right\}, \tag{5}$$

Champ.	M.
S....	$f^2 \overset{(1)}{1}\,\overset{(2)}{1}$
PS..	$-f'^2 \overset{(1)}{\gamma_5}\,\overset{(2)}{\gamma_5}$, avec $f' = f - 2\dfrac{g}{m}$
V....	$\left[\dfrac{g^2}{m^2}(p^1 + p^3, p^2 + p^4) - 4\dfrac{f'g}{m}\right]\overset{(1)}{1}\,\overset{(2)}{1} - 2if'\dfrac{g}{m}\big(\overset{(1)}{\mathbf{P}}\,\overset{(2)}{1} + \overset{(1)}{1}\,\overset{(2)}{\mathbf{P}}\big) - f'^2 \overset{(1)}{\gamma_\mu}\,\overset{(2)}{\gamma_\mu}$, avec $f' = f + 2\dfrac{g}{m}$
PV..	$-\left[4\dfrac{f^2}{m^2} + \dfrac{g^2}{m^2}(p^1 + p^3, p^2 + p^4)\right]\overset{(1)}{\gamma_5}\,\overset{(2)}{\gamma_5} + 2\dfrac{fg}{m}\Big[\big(\overset{(1)}{\gamma_5 \mathbf{P}}\big)\overset{(2)}{\gamma_5} + \overset{(1)}{\gamma_5}\big(\overset{(2)}{\gamma_5 \mathbf{P}}\big)\Big] - f^2\big(\overset{(1)}{\gamma_5\gamma_\mu}\big)\big(\overset{(2)}{\gamma_5\gamma_\mu}\big)$

M' se déduit de M par les substitutions (2).

L'élément de matrice S_2 le plus général est une combinaison linéaire des précédents. On peut l'écrire

$$\begin{aligned} (p^3 p^4 \mid S_2 \mid p^1 p^2) = \frac{1}{4\pi^2 i}\Big\{ & k_1 \overset{(1)}{1}\,\overset{(2)}{1} + k_2 \overset{(1)}{\gamma_5}\,\overset{(2)}{\gamma_5} + k_3\big[\overset{(1)}{\mathbf{P}}\,\overset{(2)}{1} + \overset{(1)}{1}\,\overset{(2)}{\mathbf{P}}\big] \\ & + k_4\Big[\big(\overset{(1)}{\gamma_5\mathbf{P}}\big)\overset{(2)}{\gamma_5} + \overset{(1)}{\gamma_5}\big(\overset{(2)}{\gamma_5\mathbf{P}}\big)\Big] \\ & + k_5 \overset{(1)}{\gamma_\mu}\,\overset{(2)}{\gamma_\mu} + k_6\big(\overset{(1)}{\gamma_5\gamma_\mu}\big)\big(\overset{(2)}{\gamma_5\gamma_\mu}\big) \\ & - \begin{bmatrix} \text{termes identiques avec } k_i \to K_i \\ (1) \to (\mathrm{I}) \\ (2) \to (\mathrm{II}) \end{bmatrix}\Big\}, \end{aligned} \tag{6}$$

où, à l'aide des coefficients a_x, b_x, m_x, f_x, g_x précédemment définis, mais se rapportant ici à un champ x donné [1] on a posé :

$$\left.\begin{aligned} k_1 &= \frac{a_S f_S^2}{q^2 + m_S^2} + \frac{a_V}{q^2 + m_V^2}\left[g^2\frac{(p^1 + p^3, p^2 + p^4)}{m_V^2} - 4f'_V g_V \frac{1}{m_V}\right]; \\ k_3 &= -2i\frac{a_V}{q^2 + m_V^2}\,\frac{f'_V g_V}{m_V}, \qquad f'_V = f_V + 2\frac{g_V}{m}; \\ k_5 &= -a_V\frac{f_V'^2}{q^2 + m_V^2}; \\ k_2 &= -a_{PS}\frac{f_{PS}'^2}{q^2 + m_{PS}^2} - \frac{a_{PV}}{q^2 + m_{PV}^2} \\ &\quad \times\left[4f_{PV}^2\frac{1}{m_{PV}^2} + g_{PV}^2\frac{(p^1 + p^3, p^2 + p^4)}{m_{PV}^2}\right]; \\ k_4 &= 2\frac{a_{PV}}{q^2 + m_{PV}^2}\,\frac{f_{PV} g_{PV}}{m_{PV}}, \qquad f'_{PS} = f_{PS} - 2\frac{g_{PS}}{m_{PS}}; \\ k_6 &= -a_{PV}\frac{f_{PV}^2}{q^2 + m_{PV}^2}. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Les K_i se déduisent des k_i par les substitutions

$$a_x \to b_x \qquad q \to Q. \tag{8}$$

On peut dès à présent tirer des conclusions intéressantes de (6). En premier lieu, les relations (4) ont pour effet de modifier les couplages en g. Ceux-ci ont disparu dans le cas du champ scalaire, tandis qu'ils se ramènent à des interactions en f dans le cas des mésons pseudoscalaires. Ainsi au deuxième ordre, une seule constante de couplage intervient pour les champs mésiques à spin nul. Cette transformation des termes de couplage en g avait été signalée par divers auteurs [14, 15], qui la rattachaient à la disparition des interactions de contact. Nous voyons qu'il s'agit là, dans le cadre de la matrice S, de deux problèmes distincts : d'une part, les couplages singuliers disparaissent à *tous* les ordres (*cf.* apprendice), tandis que seules les relations (4) sont responsables de la modification des

[1] Pour un coefficient k et un champ x donnés, il faut entendre dans (7) une sommation sur toutes les expressions qu'on peut obtenir en fonction de la charge électrique des nucléons.

termes en g, et elles n'existent en général que lorsque les nucléons sont couplés *une fois et une seule* avec des mésons virtuels. Pour les champs mésiques à spin 1, le terme de couplage tensoriel disparaît également, mais il n'y a pas réduction du nombre des constantes de couplage. Le point important est ici l'apparition d'un terme en $\frac{g^2}{m^2}(p^1+p^3, p^2+p^4)$, où le produit scalaire tend vers l'infini avec l'énergie des particules incidentes. Dans le système du centre des masses, un tel terme intervient sous la forme $\frac{g^2E^2}{m^2}$ et dans la section efficace comme $\frac{g^4E^4}{m^4}$. On vérifie alors sans peine que la section efficace de diffusion croît pour des grandes énergies contrairement à ce qu'indique l'expérience. Nous poserons par la suite $g = 0$ pour les champs à spin 1.

6. **Section efficace de diffusion.** — Dans un référentiel quelconque, la section de diffusion dQ peut être définie de façon invariante [16]. Après avoir pris la moyenne sur les états de spin initiaux et en sommant sur les différents états finaux possibles, il vient :

$$
\begin{aligned}
\mathrm{d}Q = {} & \frac{\iint \mathrm{d}p^3\,\mathrm{d}p^4\,\delta(p^3_\mu p^3_\mu+1)\,\delta(p^4_\mu p^4_\mu+1)\,\delta(P^i-P^f)}{4\pi^2\sqrt{-\frac{1}{2}(p^1_\mu p^2_\nu-p^1_\nu p^2_\mu)^2}} \\
& \times \Big\{ k_1^2 F + k_2^2 F(-3,-4) + 2k_5^2 F_1 + 2k_6^2 F_1(-3,-4) - 2k_1k_5F_2 - 2k_2k_6F_2(-3,-4) + 2k_5k_6F_3 \\
& \quad - \frac{1}{4}\big[k_1K_1G + k_2K_2G(-3,-4) - 4k_5K_5G_1 - 4k_6K_6G_1(-3,-4) + k_1K_1G(-4,-2) \\
& \qquad + k_2K_1G(-3,-2) + k_1K_5G_2(3,2,4,1) + k_5K_1G_2(1,3,2,4) - k_1K_6G_2(3,-2,-4,1) \\
& \qquad - k_6K_1G_2(1,-3,-2,4) - k_2K_5G_2(-3,-2,4,1) - k_5K_2G_2(1,3,-2,-4) \\
& \qquad + k_2K_6G_2(-3,2,-4,1) + k_6K_2G_2(1,-3,2,-4) - 4k_5K_6G_1(3,-2,-4,1) \\
& \qquad - 4k_6K_5(-3,-2,4,1)\big] \\
& \quad + [\text{expression identique avec } k_i \rightleftharpoons K_i,\ p^3 \rightleftharpoons p^4]\Big\}. \qquad (9)
\end{aligned}
$$

Les F et G sont les fonctions invariantes ci-contre (²).

$$
\left.
\begin{aligned}
F &= (1-p^1p^3)(1-p^2p^4), \\
F_1 &= (p^3p^4)(p^1p^2) + (p^3p^2)(p^1p^4) - (1+p^1p^3)(p^2p^4) \\
&\quad - (1+p^2p^4)(p^1p^3) + 2(1+p^1p^3)(1+p^2p^4), \\
F_2 &= (p^1+p^3, p^2+p^4), \\
F_3 &= (p^3_\mu p^1_\nu - p^3_\nu p^1_\mu)(p^4_\mu p^2_\nu - p^4_\nu p^2_\mu);
\end{aligned}
\right\}
$$

$$
\left.
\begin{aligned}
G(3,2,4,1) &= (1-p^3p^2)(1-p^1p^4) \\
&\quad + (1-p^3p^1)(1-p^4p^2) \\
&\quad - (1+p^3p^4)(1+p^1p^2), \\
G_1(3,2,4,1) &= 2(p^1p^2)(p^3p^4) + (1+p^1p^3) \\
&\quad + (1+p^2p^4) + (p^1+p^3, p^2+p^4), \\
G_2(1,3,2,4) &= 4(1-p^1p^3)(1-p^2p^4) + 2(p^1+p^3, p^2+p^4).
\end{aligned}
\right\}
$$

Dans (10) une expression telle que $F(-3,-4)$ signifie qu'on change le signe de p^3 et p^4 dans F, de même que pour les fonctions G on indique de quelle façon doivent être combinés les divers moments p^i.

La comparaison avec les résultats expérimentaux est plus aisée quand on passe au référentiel du centre de gravité. On a alors, en négligeant devant 1 les termes en 4ᵉ puissance de p,

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{1}{4\pi^2E^2} \Big\{ & k_1^2\left(1+2p^2\sin^2\frac{\theta}{2}\right) + k_2^2p^4\sin^4\frac{\theta}{2} + k_5^2\left(1+4p^2\cos^2\frac{\theta}{2}\right) + k_6^2(3+4p^2) \\
& + 2k_1k_5\left[1+p^2\left(1+\cos^2\frac{\theta}{2}\right)\right] + 2k_2k_6p^2\sin^2\frac{\theta}{2} + 2k_5k_6\left[2+p^2\left(2+\cos^2\frac{\theta}{2}\right)\right] \\
& + \left[\text{expression identique avec } k_i \rightleftharpoons K_i,\ \cos^2\frac{\theta}{2} \rightleftharpoons \sin^2\frac{\theta}{2}\right] \\
& - k_1K_1(1+p^2) - k_2K_2p^4\sin^2\frac{\theta}{2}\cos^2\frac{\theta}{2} + k_5K_5 - k_6K_6(3+4p^2) \\
& - k_1K_2p^2\left(\cos^2\frac{\theta}{2} + p^2\sin^2\frac{\theta}{2}\cos^2\frac{\theta}{2}\right) - k_2K_1\left(\sin^2\frac{\theta}{2} + p^2\sin^2\frac{\theta}{2}\cos^2\frac{\theta}{2}\right) \\
& + k_1K_5\left[1+p^2\left(3\sin^2\frac{\theta}{2} - 2\cos^2\frac{\theta}{2}\right)\right] + k_5K_1\left[1+p^2\left(3\cos^2\frac{\theta}{2} - 2\sin^2\frac{\theta}{2}\right)\right] \\
& + k_1K_6\left[3+p^2\left(2+\sin^2\frac{\theta}{2}\right)\right] + k_6K_1\left[3+p^2\left(2+\cos^2\frac{\theta}{2}\right)\right] \\
& - k_2K_5p^2\sin^2\frac{\theta}{2}\left(1+2p^2\sin^2\frac{\theta}{2}\right) - k_5K_2p^2\cos^2\frac{\theta}{2}\left(1+2p^2\cos^2\frac{\theta}{2}\right) \\
& - k_2K_6p^2\cos^2\frac{\theta}{2}\left(1-2p^2\sin^2\frac{\theta}{2}\right) - k_6K_2p^2\cos^2\frac{\theta}{2}\left(1-2p^2\cos^2\frac{\theta}{2}\right) \\
& - k_5K_6\left[3+4p^2\left(1+\cos^2\frac{\theta}{2}\right)\right] - k_6K_5\left[3+4p^2\left(1+4\sin^2\frac{\theta}{2}\right)\right]\Big\}. \qquad (11)
\end{aligned}
$$

(²) Même remarque que pour (7).

Les coefficients k_l (avec $g_{\mathrm{V}} = g_{\mathrm{PV}} = 0$) s'écrivent

$$\left.\begin{aligned} &k_1 = \frac{a_{\mathrm{S}} f_{\mathrm{S}}^2}{q^2 + m_{\mathrm{S}}^2}, \qquad k_3 = 0, \qquad k_5 = -\frac{a_{\mathrm{V}} f_{\mathrm{V}}'^2}{q^2 + m_{\mathrm{V}}^2}; \\ &k_2 = -\frac{a_{\mathrm{PS}} f_{\mathrm{PS}}^2}{q^2 + m_{\mathrm{PS}}^2} - 4\frac{a_{\mathrm{PV}}}{q^2 + m_{\mathrm{PV}}^2}\frac{f_{\mathrm{PV}}^2}{m_{\mathrm{PV}}^2}, \\ &k_4 = 0, \qquad k_6 = -\frac{a_{\mathrm{PV}} f_{\mathrm{PV}}^2}{q^2 + m_{\mathrm{PV}}^2}. \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

7. Cas de champs simples. Importance des corrections radiatives. — Une première application de la formule générale (11) sera de nous donner les valeurs des sections efficaces en fonction du type de champ. Il suffit de garder les coefficients k, K correspondants à des mésons de masse définie m. Dans tous les cas la section efficace est de la forme

$$= \frac{1}{4\pi^2 E^2}\left\{\frac{\alpha^2 j(\theta)}{\left(4p^2\sin^2\frac{\theta}{2} + m^2\right)^2} + \frac{\beta^2 j(\pi - \theta)}{\left(4p^2\cos^2\frac{\theta}{2} + m^2\right)^2} + \frac{\alpha\beta(k(\theta)}{\left(4p^2\sin^2\frac{\theta}{2} + m^2\right)\left(4p^2\cos^2\frac{\theta}{2} + m^2\right)}\right\}, \quad (13)$$

où les fonctions j et h ne dépendent pas du caractère de charge des mésons mis en jeu. On a de plus $h(\theta) = h(180^\circ - \theta)$. Les coefficients α et β valent explicitement :

$$\textit{diffusion NP} : \quad \alpha = f_0^2 - f_0'^2, \qquad \beta = 2f_0^2;$$

$$\textit{diffusion PP} : \quad \alpha = \beta = f_0^2 + f_0'^2.$$

Les fonctions j et h sont suivant le type de champ,

…p.	$j(\theta)$.
……	$1 + 2p^2\sin^2\frac{\theta}{2}$
…s……	$p^4\sin^4\frac{\theta}{2}$
……	$1 + 4p^2\cos^2\frac{\theta}{2}$
…V……	$\left(1 + 4\frac{p^2}{m^2}\sin^2\frac{\theta}{2}\right)^2 + 2(1 + 2p^2)$
	$h(\theta)$.
……	$-(1 + p^2)$
…s……	$p^4\sin^2\frac{\theta}{2}\cos^2\frac{\theta}{2}$
……	-1
…V……	$3 + 4p^2 + 4\frac{p^2}{m^2}\left[1 - 2p^2\left(\sin^4\frac{\theta}{2} + \cos^4\frac{\theta}{2}\right)\right] + 16\frac{p^4}{m^4}\sin^4\frac{\theta}{2}\cos^4\frac{\theta}{2}$

(14)

(13) a été donnée pour les champs S et PS par Jean et Prentki [13] et dans le cas général, par une méthode non covariante, par Michel [17].

Il est intéressant de noter qu'à partir de (13) et (14) on retrouve la formule de diffusion de deux corpuscules chargés électriquement en posant $m = 0$ et $\alpha = \beta = 1$, tandis qu'on substituera à la constante f_0 la charge de l'électron e. Cette remarque nous permettra de tenir compte éventuellement des effets électromagnétiques lors de collisions PP : il suffira d'adjoindre aux champs mésiques utilisés un champ vectoriel neutre avec $m = 0$ et de constante de couplage $f_0 = e$.

Les sections efficaces (13) sont d'aspect identique pour tous les champs simples, sauf pour le cas PS où un facteur multiplicatif p^4 intervient. Au point de vue ordre de grandeur, il résulte qu'à constantes de couplage égales, la section efficace dQ_{PS} est beaucoup plus petite que celle des autres champs. Inversement, pour rendre compte des sections efficaces expérimentales, il devient nécessaire de prendre des constantes de couplage plus grandes pour le champ PS que pour les autres champs. Cette valeur élevée de la constante de couplage a une incidence directe sur les corrections radiatives, comme le montre le raisonnement suivant; la probabilité de transition que nous avons calculée au second ordre près est

$$P \sim |S_2|^2.$$

Si l'on avait tenu compte des corrections radiatives par le terme S_4 de la matrice S, on aurait eu

$$P' \sim |S_2 + S_4|^2 < (|S_2| + |S_4|)^2,$$

le rapport de ces deux probabilités est

$$\frac{P'}{P} < \left(1 + \left|\frac{S_4}{S_2}\right|\right)^2.$$

En supposant que S_4 soit rendu fini par un procédé *ad hoc*, il vient $\frac{P'}{P} < (1 + Af^2)^2$, où A est indépendant de la constante de couplage f relative au type de méson choisi. On voit ainsi que l'erreur maximum que l'on peut faire en négligeant le terme S_4 croît sensiblement comme f^2; c'est dire qu'elle sera beaucoup plus grande pour le champ PS que pour les autres champs. Cette remarque est confirmée par le calcul détaillé de A, fait dans le cas de mésons chargés de spin zéro [18]. Au total, on peut dire que l'approximation de Born adoptée ici est pleinement justifiée pour le champ S et inacceptable pour le champ PS. Pour des mésons de spin 1, on n'a pas de valeur pour A, mais les constantes de couplage étant du même ordre que celles du champ S, il est raisonnable d'admettre que les corrections radiatives jouent peu.

L'importance des termes d'ordre supérieur de S peut être examinée aussi d'un point de vue plus physique, car elle est liée à la masse des mésons mis en jeu. En effet, la théorie quantique des champs dits « locaux », suivie ici, est basée sur l'hypothèse de particules sources ponctuelles. Or, pour des mésons π, la portée des forces nucléaires est de l'ordre de $1,2.10^{-13}$ cm, pour des mésons de

masse 900 m_0, de l'ordre de $0,4.10^{-13}$ cm. Ces distances sont à comparer avec le « rayon » du nucléon, qui peut être regardé comme étant de l'ordre de sa longueur d'onde de Compton soit $0,2.10^{-13}$ cm (³). L'hypothèse de sources ponctuelles est donc fondée pour les mésons π et plus discutable au fur et à mesure que m approche de la masse du nucléon (ici l'unité).

On résumera ce qui précède en disant que la méthode de calcul suivie ici est valide :

a. pour des champs mésiques dont la particule associée n'est pas trop lourde vis-à-vis du nucléon;

b. certainement pour le champ S, probablement pour les champs à spin 1, certainement pas pour le champ PS.

8. **Comparaison avec les données expérimentales.** — 1° *Champs simples.* — Nous faisons l'hypothèse que les forces nucléaires sont dues à des champs mésiques de masse m unique, de spin et de parité définis, mais de charge électrique arbitraire. Nous admettons, en outre, que les mésons mis en jeu sont de type π avec une masse $m \approx 270\ m_0$ (soit ici $m^2 = 2,2.10^{-2}$); il serait possible de faire tous les calculs en tenant compte de la différence de masse entre particules chargées et neutres, mais il a été vérifié que cela n'apporte que des modifications négligeables aux résultats qui vont suivre. Enfin, on utilisera les résultats expérimentaux pour $\mathcal{E} = 90$ MeV, soit $p^2 = 4,8.10^{-2}$.

On sait que la courbe dQ_{NP} doit être symétrique par rapport à $\theta = 90°$. En se rapportant à (13), on voit que la condition nécessaire et suffisante pour qu'il en soit ainsi est $\alpha = \pm \beta$. Le signe + est exclu, car alors dQ_{NP} et dQ_{PP} ont *exactement* la même forme, contrairement à ce qu'indique l'expérience. Le signe — étant adopté, il est possible dans tous les cas, pour une énergie donnée, d'ajuster de façon convenable $dQ_{NP}(90°)$ et $dQ_{PP}(90°)$, l'allure des sections efficaces ne dépendant plus que de j et h donnés en (14). On trouve alors comme facteur d'asymétrie à 90 MeV :

	Champ.			Valeur expérimentale.
	S.	V.	PV.	
$\dfrac{dQ_{NP}(180°)}{dQ_{NP}(90°)}$	6	6,5	1,3	4

Dans tous les cas il y a désaccord, ce qui montre qu'aucun des champs S, V ou PV, quel que soit le caractère de charge des mésons qui le composent ne peut rendre compte à la fois des diffusions PP et NP. On a ainsi une confirmation de résultats établis par méthodes différentes [19].

Une autre présentation intéressante des résultats est donnée par le rapport $\rho = \dfrac{dQ_{PP}(90°)}{dQ_{NP}(90°)}$. On a

$$\rho = \left(\frac{f_0^2 + f_0'^2}{f_0^2 - f_0'^2}\right)^2 \frac{2j(90°) + h(90°)}{2j(90°) - h(90°)},$$

ρ est constant pour le champ S. Expérimentalement on a $\dfrac{\rho(260\ \text{MeV})}{\rho(90\ \text{MeV})} = 2,6$, tandis que les divers champs donnent des valeurs toujours trop petites

Champ........	S.	V.	PV.
$\dfrac{\rho(260\ \text{MeV})}{\rho(90\ \text{MeV})}$	1	1,2	0,8

Au total, *on peut schématiser les propriétés des divers champs utilisés ici en disant que les mésons* S *ou* V *donnent une asymétrie trop prononcée aux diffusions* PP *et* NP. *Le champ* PV, *s'il fournit une allure de courbe convenable pour* dQ_{PP}, *donne une diffusion* NP *pratiquement isotrope.*

2° *Mélanges de champs.* — La formule (11) permet d'étudier tous les mélanges de champs mésiques possibles. On dispose pour chaque champ de trois mésons de caractère de charge différents, ce qui fait au total six coefficients f ou m. Dès que l'on dépasse des mélanges de deux champs, il est clair qu'on a trop de paramètres arbitraires et qu'il vaut mieux se guider sur des critères expérimentaux.

Le fait que les mésons neutres produits dans les collisions inélastiques de nucléons sur des noyaux ont une masse voisine de 270 m_0 et un spin nul, nous incite à superposer à un champ S (puisque la méthode suivie ne s'applique pas au champ PS) comprenant des mésons neutres de masse 270 m_0 et chargés de masse arbitraire, un champ *chargé* quelconque de spin 1. Il est alors clair que seuls les mésons neutres sont responsables de la diffusion PP, qui est alors identique à celle donnée par le champ S, donc non satisfaisante.

On pourrait rechercher l'influence de mésons plus lourds ($m \sim 1000\ m_0$), mais à nouveau dans ce cas la méthode de calcul suivie ici n'est plus acceptable (*cf.* § 7).

3° *Autres méthodes de comparaison.* — Quand les résultats expérimentaux sur les collisions PP n'étaient pas connus, on avait utilisé [19] de façon systématique le facteur d'asymétrie des diffusions NP, les calculs auxquels on est conduit sont plus longs que ceux donnés ci-dessus. Il peut être avantageux aussi de voir si la variation des sections efficaces totale de diffusion NP en fonction de l'énergie $\mathcal{E}$ est bien en $\frac{1}{\mathcal{E}}$.

9. **Conclusions.** — Les conclusions que l'on peut tirer de ce travail sont de deux ordres. D'une part,

(³) C'est, en effet, des distances de cet ordre que les corrections radiatives jouent.

d'un point de vue expérimental, on voit que les collisions élastiques entre nucléons de grande énergie forment un moyen commode pour analyser toute théorie mésique des forces nucléaires, dans un domaine où les effets relativistes jouent.

Sur le plan théorique, une étude qualitative de l'importance des corrections radiatives conduit à laisser de côté le cas du champ PS. Pour les autres champs usuels, on n'arrive à aucun résultat satisfaisant pour des particules de masse $m = 270\ m_0$ ou pour certains mélanges suggérés par l'expérience. Il convient de noter à ce sujet que tout ce qui précède est basé sur la théorie des champs dits « locaux » qui ne permet pas de tenir compte de l'influence de mésons très lourds sur lesquels on a, par ailleurs, peu de données expérimentales.

L'auteur tient à remercier les Professeurs Proca, Rosenfeld et Weisskopf pour d'utiles discussions, ainsi que le Professeur Joliot-Curie pour l'hospitalité qu'il lui donne dans son laboratoire. Ce travail a été, en outre, rendu possible grâce à l'appui matériel du Centre National de la Recherche Scientifique.

APPENDICE.

σ étant une hypersurface quelconque du genre espace, $\Phi[\sigma]$ le vecteur d'état caractérisant le système quantique considéré dans la représentation d'interaction, on a

$$i\frac{\delta\Phi[\sigma]}{\delta\sigma(x)} = H_{\text{int}}(x)\,\Phi[\sigma], \qquad (\text{A.1})$$

où $H_{\text{int}}(x)$ est l'hamiltonien d'interaction du système au point x de la surface σ. $H_{n'}(x)$ contient en général des termes dépendant explicitement de la normale n_μ à la surface σ (ce sont ceux-ci qui donnent des interactions de contact).

A partir de (A.1) on peut définir la matrice S sous forme d'une série de puissance des paramètres de couplage, le terme d'ordre n s'écrivant

$$S_n = \frac{(-i)^n}{n!}\int_{-\infty}^{\infty}\cdots\int \mathrm{d}x_1\ldots\mathrm{d}x_n\, P[H_{\text{int}}(x_1),\,\ldots,\,H_{\text{int}}(x_n)],$$

où l'opérateur P introduit par Dyson [14] ordonne les différents hamiltoniens $H_{\text{int}}(x_i)$ par rapport à la succession des surfaces σ.

Dans le cas d'un champ scalaire φ ou vectoriel φ_μ, l'hamiltonien d'interaction est

$$\left.\begin{aligned} H_S &= fs\,\varphi + \frac{g}{m} j_\mu \frac{\partial\varphi}{\partial x_\mu} + \frac{1}{2}\left(\frac{g}{m}\right)^2 (j_\mu n_\mu)^2, \\ H_V &= f j_\mu \varphi_\mu + \frac{g}{2m} m_{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{\Phi}{2m^2} \\ &\quad \times \left\{f^2(n_\mu j_\mu)^2 + g^2(n_\mu m_{\mu\nu})^2\right\}, \end{aligned}\right\} \qquad (\text{A.2})$$

$$s = \frac{1}{2}(\overline{\psi}\psi - \psi\overline{\psi}),$$

$$j_\mu = \frac{i}{2}(\overline{\psi}\gamma_\mu\psi - \psi\tilde{\gamma}_\mu\overline{\psi}),$$

$$m_{\mu\nu} = \frac{i}{4}(\overline{\psi}\gamma_\mu\gamma_\nu\psi - \psi\,\tilde{\gamma}_\mu\tilde{\gamma}_\nu\overline{\psi}) - (id.\ \text{avec}\ \mu \rightleftarrows \nu),$$

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial\varphi_\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial\varphi_\mu}{\partial x_\nu}.$$

On passerait aux champs PS et PV par les substitutions (3).

Un élément de matrice quelconque S_n peut alors se calculer à l'aide des valeurs moyennes sur le vide, *cf.* [20]

$$\left.\begin{aligned} &a.\ \langle P[\varphi(x),\ \varphi(y)]\rangle_0 = \frac{1}{2} D_F(x-y), \\ &b.\ \left\langle P\left[\frac{\partial\varphi(x)}{\partial x_\mu},\ \varphi(y)\right]\right\rangle_0 = \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x_\mu} D_F(x-y), \\ &c.\ \left\langle P\left[\frac{\partial\varphi(x)}{\partial x_\mu},\ \frac{\partial\varphi(y)}{\partial y_\nu}\right]\right\rangle_0 = \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x_\mu\,\partial y_\nu} D_F(x-y); \end{aligned}\right\} \qquad (\text{A.3})$$

$$\left.\begin{aligned} &a'.\ \langle P[\varphi_\mu(x),\ \varphi_\nu(y)]\rangle_0 \\ &\qquad = \frac{1}{2}\left(\delta_{\mu\nu} + \frac{1}{m^2}\frac{\partial^2}{\partial x_\mu\,\partial y_\nu}\right) D_F(x-y), \\ &b'.\ \langle P[\varphi_\mu(x),\ F_{\rho\nu}(y)]\rangle_0 \\ &\qquad = \frac{1}{2}\left(\delta_{\mu\nu}\frac{\partial}{\partial y_\rho} - \delta_{\mu\rho}\frac{\partial}{\partial y_\nu}\right) D_F(x-y), \\ &c'.\ \langle P[F_{\mu\nu}(x),\ F_{\rho\tau}(y)]\rangle_0 \\ &\qquad = \frac{1}{2}\left(\delta_{\mu\rho}\frac{\partial^2}{\partial y_\tau\,\partial x_\nu} + \delta_{\nu\tau}\frac{\partial^2}{\partial x_\mu\,\partial y_\rho}\right. \\ &\qquad\qquad \left. - \delta_{\nu\rho}\frac{\partial^2}{\partial x_\mu\,\partial y_\tau} - \delta_{\mu\tau}\frac{\partial^2}{\partial x_\nu\,\partial y_\rho}\right) D_F(x-y), \end{aligned}\right\} \qquad (\text{A.3}')$$

avec

$$\left.\begin{aligned} &D_F(x) = \frac{1}{4\pi^3}\int e^{i(qx)}\,\delta_+(q^2+m^2)\,\mathrm{d}q, \\ &\mathrm{d}q = \mathrm{d}q_0\,\mathrm{d}q_1\,\mathrm{d}q_2\,\mathrm{d}q_3, \qquad \delta_+(a) = \frac{1}{2}\delta(a) + \frac{1}{2\pi i a}. \end{aligned}\right\} \qquad (\text{A.4})$$

Dans (A.3*c*, *c'*) on a négligé tous les termes de contact; ceci est licite à condition de laisser de côté les termes correspondants provenant des hamiltoniens (A.2), ces diverses interactions se compensant [12, 21].

On a de même pour les nucléons de masse M (ici prise pour l'unité)

$$\langle P[\overline{\psi}_\alpha(x),\ \psi_\beta(y)]\rangle_0 = \frac{1}{2} S_{F\alpha\beta}(x-y),$$

avec

$$\begin{aligned} S_F(x) &= -\left(\gamma_\mu\frac{\partial}{\partial x_\mu} + M\right) D_F(x,\ M) \\ &= -\frac{1}{4\pi^3}\int e^{i(qx)}(iq + M)\,\delta_+(q^2+M^2)\,\mathrm{d}q, \end{aligned}$$

où $D_F(x, M)$ se déduit de (A.4) en remplaçant m par M.

Passant alors à l'espace des moments, on en déduit sans peine les divers facteurs d'émission, d'absorption et de propagation qui constituent la base de la théorie de Feynman.

Manuscrit reçu le 21 mai 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Christian R. S. et Hart W. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 441.
[2] Christian R. S. et Noyes H. P. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 85.
[3] Case K. M. et Pais A. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 185.
[4] Jastrow R. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 165 et 636.
[5] Kemmer N. — *Proc. Roy. Soc.*, 1938, **166**, 127.
[6] Möller C. et Rosenfeld L. — *D. Kgl. Vid. Selsk.*, 1940, **17**, n° 8.
[7] Marty C. — *Thèse*, Paris, 1950.
[8] Noyes H, P. — *Nature*, 1951, **167**, 171.
[9] Feymann R. P. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 749 et 769.
[10] Schwinger J. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1439 et 1949, **76**, 790.
[11[Dyson F. J. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 486 et 1736.
[12] Matthews P. T. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1419 et 1254.
[13] Jean M. et Prentki J. — *J. Phys. Rad.*, 1950, **11**, 33.
[14] Dyson F. J. — *Phys. Rev.*, 1948, **72**, 929; Le Couteur K. J. et Rosenfeld. — *Phil. Mag.*, 1949, **40**, 151.
[15] van Hove L. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1519.
[16] Möller C. — *D. Kgl. Vid. Selsk.*, 1945, **23**, n° 1.
[17] Michel L. — *J. Phys. Rad.*, sous presse.
[18] Watson K. M. et Lepore J. V. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1157; Brueckner K. A. et Watson K. M. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 495.
[19] Marty C. et Prentki J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 54; Marty C. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1508.
[20] Matthews P. T. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1657.
[21] Koba Z. — *Prog. Theor. Phys.*, 1950, **5**, 139.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 12, NOVEMBRE 1951, PAGE 840.

SUR L'IDENTIFICATION DES PARTICULES DANS LES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES

Par L. van ROSSUM, R. DESPREZ et M. JANNOT.
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, Paris.

Sommaire. — 1. Introduction et indications sur l'exposition des plaques.
2. Identification des particules du rayonnement cosmique sous l'équateur par des mesures de granulation et de déviation des traces.
3. Identification des particules du rayonnement cosmique à une latitude moyenne par des mesures de granulation.
4. Expériences en vue d'une détermination quantitative du degré de développement et de l'évolution de l'image latente.
5. Précision des résultats obtenus par comptage des grains dans un cas particulier $\left(\text{rapport } \frac{M_\perp}{M_\pi}\right)$.

1. Pour l'identification des particules du rayonnement cosmique par l'étude de leur trace dans les émulsions nucléaires, on élimine autant que possible l'intervention des propriétés photographiques de l'émulsion en ne faisant que des mesures comparatives. On peut produire, par exemple, dans la plaque à étudier des traces de protons de recul artificiels. Une combinaison appropriée des mesures des grandeurs caractéristiques de la trace (longueur, déviation, granulation, etc.) peut déterminer complètement la masse, la charge et la vitesse de la particule. On choisit les grandeurs à mesurer suivant les conditions expérimentales et suivant la signification statistique des mesures. La largeur de la distribution de probabilité de chacune de ces grandeurs limite, en effet, la précision des résultats qu'on peut obtenir par un nombre donné de mesures. On tient compte, en plus, de la possibilité de prévoir éventuellement le résultat par un calcul qui fait intervenir les propriétés de l'émulsion d'une façon parfois simple (pour la déviation, le parcours résiduel), parfois très compliquée (densité de granulation, par exemple).

Ce travail se borne au cas des traces finissant dans l'émulsion. Dans deux expériences (chap. 3 et 5), nous avons combiné des mesures de parcours résiduel et de densité linéaire en grains d'argent. Pour éliminer l'influence des grandeurs photographiques, nous avons étalonné la plaque par des particules connues. Une double exposition (avant et après l'exposition cosmique) nous renseigne sur l'évolution de l'image latente. Dans une autre expérience (chap. 2), nous avons ajouté des mesures de déviation aux mesures de parcours et de granulation pour augmenter la signification statistique des résultats et surtout pour pouvoir éviter, grâce

à une expérience parallèle sur la déviation seulement, l'intervention des propriétés photographiques de l'émulsion et de son histoire physico-chimique.

Les détails essentiels des deux expériences cosmiques sont les suivants :

La plaque n° 110 (Ilford $C_2 + B$, 200 μ) a été exposée pendant 59 jours sous 0,25 cm d'aluminium, à 4 500 m d'altitude et à la latitude géomagnétique 3° S (Karisimbi, Congo belge). Le petit axe de la plaque était vertical, son grand axe orienté Est-Ouest, l'émulsion face Nord. Elle a subi un développement à température. Une autre plaque de même type a été exposée aux neutrons sortant de la cible de lithium du cyclotron du Collège de France. Dans la plaque du Karisimbi, nous avons fait des mesures sur 57 traces finissantes. Leurs longueurs sont comprises entre 500 μ et 5 000 μ, leurs angles d'incidence avec le plan de l'émulsion sont inférieurs à environ 20°. Elles sont produites par : 3 particules alpha, 1 triton, 47 deutérons et protons (dont environ 85 pour 100 sont des protons), 6 mésons de masses entre 200 m_e et 300 m_e. Pendant l'exposition, l'image latente a peu évolué : il y a environ 12 pour 100 de grains en moins dans les traces de même nature, âgées de 2 mois. La température de la plaque était probablement assez constante et voisine de 0° C. Le développement est assez fort.

La plaque n° 133 (Ilford $C_2 + B$, 200 μ) a été exposée pendant 12 jours, sous environ 0,3 cm d'aluminium, à 350 m d'altitude et à la latitude géomagnétique 52° N (Tour Eiffel). Son petit axe était vertical, le grand axe orienté Est-Ouest, l'émulsion face Sud. Immédiatement avant et après cette exposition au rayonnement cosmique, cette plaque a été exposée aux neutrons sortant de la cible de lithium du cyclotron du Collège de France. Elle a été développée à basse température. Nous avons mesuré la granulation des traces finissantes dues aux particules cosmiques et aux deux groupes de protons de recul. Les 18 traces cosmiques examinées ont des longueurs comprises entre 200 μ et 5 000 μ, leurs angles d'incidence avec le plan de l'émulsion sont inférieurs à environ 40°; elles sont dues à 1 particule alpha, 12 protons, deutérons ou tritons (dont environ 80 pour 100 sont des protons), 5 mésons de masses entre 200 m_e et 300 m_e. Entre les deux expositions au cyclotron, l'image latente a beaucoup régressé, il y a environ 17 pour 100 de grains en moins dans les traces de même nature, âgées de 1 ½ jours. La température de la plaque était probablement assez variable et voisine de 18° C. Le développement n'est pas très fort.

Ces recherches ont été faites à la demande de M. Morand, afin de déterminer avec précision dans qu'elle mesure certains phénomènes observés sur la direction et l'intensité des traces isolées pouvaient être attribués à la présence de mésons τ en grand nombre parmi les particules enregistrées [1]. Nous avons donc demandé à la méthode d'identification un « pouvoir séparateur » bien déterminé et nous avons choisi les grandeurs caractéristiques les plus simples et les plus faciles à mesurer qui étaient cependant compatibles avec la discrimination exigée. En particulier, les mesures de déviation qui jouent dans notre cas le rôle d'un critère supplémentaire, sont loin de la précision que la technique actuelle permet d'atteindre [2]. Dans la section suivante (2 *a*) nous adoptons le mode d'exposition d'un article de M. Y. Goldschmidt-Clermont. Nous y avons également trouvé les valeurs numériques des constantes qui figurent dans la formule (1).

2 *a*. Pour une particule traversant l'émulsion, on peut calculer la section efficace différentielle de l'angle de déviation dans un choc isolé sur un atome de l'émulsion, et la composition statistique de tous ces chocs le long de la trajectoire. La distribution angulaire pour les chocs isolés est donnée par la formule de Rutherford. Pour les faibles déviations, il faut introduire une correction qui tient compte de l'effet d'écran des électrons dans le champ coulombien du noyau. Elle a été rendue calculable par Molière dans le cas général. Pour les grandes déviations, il faut introduire une seconde correction qui tient compte de la dimension finie du noyau et de la déviation nucléaire. De la composition statistique de tels chocs isolés, résulte une trajectoire dont les déviations par rapport à la ligne droite obéissent à une certaine distribution de probabilité calculée par Williams. La grandeur caractéristique est l'angle moyen $\bar{\theta}$ entre deux tangentes à la projection de la trajectoire, prises aux extrémités d'une section de longueur t. La fonction essentielle est la variation de cet angle moyen avec l'énergie de la particule. Cette fonction, ainsi que la distribution des valeurs de θ autour de $\bar{\theta}$, ont été calculées pour la projection de la trajectoire sur le plan de l'émulsion et pour la composition indiquée des émulsions concentrées. Pour les particules de charge 1, si leur énergie cinétique est négligeable devant l'énergie totale ($E \ll Mc^2$), on obtient la formule approchée

$$\bar{\theta} = C\sqrt{t}\,\frac{1}{E}, \qquad (1)$$

avec

$$C = 0{,}502\,\varphi, \qquad \varphi = f\left(\frac{E}{Mc^2}, t\right)$$

La fonction φ varie lentement avec $\frac{E}{Mc^2}$ et avec t. Pour les énergies suffisamment faibles et pour une longueur fixe des sections, on voit que $\bar{\theta}$ est inversement proportionnel à l'énergie cinétique moyenne de la particule dans la section considérée

Nous avons seulement besoin de cette relation de proportionnalité. Elle est valable à la précision de nos mesures près.

Supposons que nous ayons des traces dues à des particules de masse connue M_1. Nous mesurons leur angle moyen de déviation $\bar{\theta}_1$ dans une section de longueur t à la distance R de la fin de la trace. La relation énergie-parcours nous fournit l'énergie E_1 dans cette section. Les traces des particules ayant une masse M_2, auront dans la même section t, à la même distance R de leur fin, un angle moyen de déviation $\bar{\theta}_2$ qui est donné par

$$\frac{\bar{\theta}_1}{\bar{\theta}_2} = \frac{E_2}{E_1}.$$

L'énergie E_2, à la distance R de la fin de la trace, se déduit facilement par homothétie des courbes énergie-parcours. Nous pouvons donc calculer l'angle θ_M pour une particule de masse M. Les valeurs de θ présentent une distribution très large autour de la valeur moyenne. Elle est plus large qu'une distribution normale. On augmente donc beaucoup la précision des résultats si l'on mesure

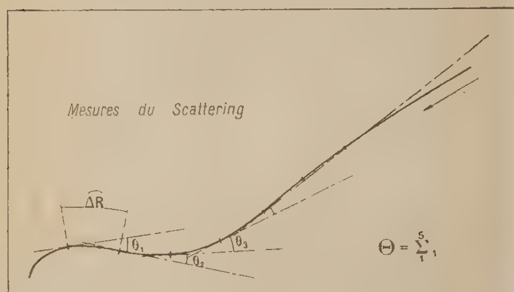


Fig. 1.

Rectification de la figure 1 : *Lire* $\Theta = \sum_1^5 \theta_i$

plusieurs angles $\theta^{(i)}$, dans des sections successives, par exemple et si l'on prend comme mesure de la déviation la somme arithmétique de ces angles

$$\Theta_1 = \sum_i \bar{\theta}_1^{(i)}.$$

La valeur de Θ_2 s'obtient alors comme la somme des angles $\theta_2^{(i)}$ qui sont calculés à partir des angles mesurés $\theta_1^{(i)}$.

Nous pouvons même calculer *a priori* une valeur approximative de l'angle Θ en utilisant la formule (1). Choisissons six sections de longueur $t = 50\ \mu$, de $R = 0$ à $R = 300\ \mu$. Désignons par β^i les directions des sept tangentes à la trace aux extrémités des six sections. La tangente à la fin de la trace est mal définie, nous la supprimons. Les cinq différences $(\beta^i - \beta^-)$ sont les angles $\theta^{(i)}$, leur somme est Θ, la valeur moyenne de toutes les traces donne $\bar{\Theta}$ (*fig.* 1). Nous calculons cet angle pour les protons : Les points moyens des sections et les énergies dans ces points sont donnés dans le tableau I, colonnes 3 et 4. (On peut ici confondre l'énergie moyenne et l'énergie au point moyen.)

TABLEAU I.

1. Section.	2. Limites (μ).	3. Milieu (μ).	4. Énergie (MeV).	5. Angle moy. mes.	6. Angle moy. calc.	7. Écart.
1...	0-50	25	–	–	–	–
2...	50 100	75	2,98	3,07	3,86	0,79
3...	100-150	125	4,1	2,38	2,81	0,43
4...	150-200	175	5,03	1,64	2,29	0,55
5...	200-250	225	5,84	1,32	1,97	0,65
6...	250-300	275	6,6	1,26	1,75	0,49

Pour $t = 50\ \mu$ et pour $R_p < 300\ \mu$ donc $\frac{E}{Mc^2} < 7{,}5.10^{-3}$ la fonction φ a la valeur $\varphi \approx 3{,}25$. La formule (1) nous donne les angles moyens $\bar{\theta}_p^{(i)}$ (colonne 6). Leur somme est $\Theta_p = 12°$. En effectuant les mesures de la façon indiquée dans la plaque exposée aux neutrons rapides, nous avons trouvé pour 56 traces de protons de recul la valeur moyenne $\Theta_p = 10°$. Les mesures sont indiquées colonne 5. La différence entre la valeur calculée et la valeur mesurée s'explique en partie par l'élimination, dans nos mesures, des cas rares où la trace présente un point anguleux, ce qui provoquerait une dispersion encore plus grande des résultats. Nous retiendrons la valeur de 10° puisque les mesures dans la plaque du Karisimbi seront faites en adoptant la même convention. Des $\bar{\theta}_p^{(i)}$ nous déduisons les $\bar{\Theta}_M$ qu'on doit trouver pour les particules de charge 1 et de différentes masses M.

b. Des travaux antérieurs ont affirmé que les courbes qui représentent la densité linéaire de granulation en fonction du parcours résiduel sont affines entre elles dans le rapport des masses des particules, si ces particules ont la même charge [3]. En effet, la formule de Bethe montre que des particules de même charge ont la même perte d'énergie spécifique aux points de même vitesse et que les parcours résiduels à partir de tels points sont dans le rapport des masses. D'autre part, la densité linéaire de granulation est toujours la même pour même perte d'énergie spécifique, indépendamment de la masse, si la sensibilité de l'émulsion, l'évolution de l'image latente et le degré de développement sont les mêmes. Ceci n'est pratiquement le cas que pour des traces produites simultanément dans la même plaque qui est ensuite développée uniformément. Dans ces conditions, la densité linéaire de granulation en

fonction du parcours réduit est la même pour toutes les traces dues aux particules de charge 1

$$\frac{dN}{dR} = f(\rho), \qquad \rho = \frac{R}{M}. \tag{3}$$

Pour caractériser la granulation de la trace par une seule valeur nous choisissons l'intégrale de cette fonction, prise de la fin de la trace jusqu'à une distance $R = R_0$. C'est le nombre total de grains entre 0 et R_0. De (3) il suit :

$$\frac{1}{M}\int_0^{\rho_0}\frac{dN}{d\rho}\,d\rho = \int_0^{\rho_0} f(\rho)\,d\rho = A(\rho_0) \qquad \rho_0 = \left(\frac{R}{M}\right)_0.$$

A est fonction de ρ_0 seulement. Pour deux traces produites par deux particules de masses M_1 et M_2

$$\frac{1}{M_1}\int_0^{\rho_0} dN_1 = \frac{1}{M_2}\int_0^{\rho_0} dN_2. \qquad \rho_0 = \frac{R_1}{M_1} = \frac{R_2}{M_2},$$

d'où

$$[N_1]_0^{R_1} = \frac{M_1}{M_2}[N_2]_0^{\frac{M_2}{M_1}R_1}. \tag{4}$$

Ceci exprime l'homothétie des courbes $N = f(R)$.

Le comptage des grains nous fournit le nombre de grains $(\Delta N)_i$ dans des sections successives (1, ..., i, ...) à partir de la fin de la trace. Nous choisissons des sections de longueur fixe ΔR. Si la distance de la fin jusqu'à R_0 comprend un nombre k de ces sections, le nombre total des grains entre 0 et R_0 est

$$N_0 = \sum_1^k (\Delta N)_i.$$

Pour déduire de la trace d'une particule de masse M_1, le nombre des grains, jusqu'à la même distance R_0, de la trace d'une particule de masse M_2, nous utilisons l'équation (4) en remarquant que les $(\Delta N)_i$ sont des intégrales successives de la fonction $\frac{dN}{dR} = f(R)$. Nous obtenons

$$(N_2)_0 = \frac{M_2}{M_1}\sum_1^{\frac{M_1}{M_2}k}(\Delta N_1)_i. \tag{5}$$

Connaissant les $(\Delta N)_i$ le long d'une trace de proton,

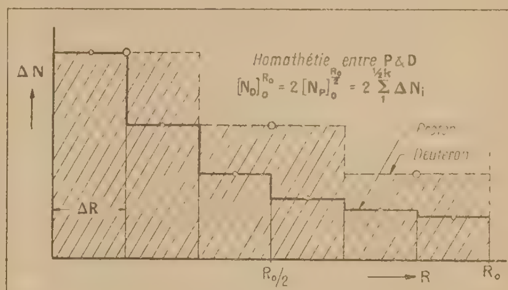


Fig. 2.

par exemple, nous en déduisons ainsi le nombre des grains d'une trace de deutéron, de la fin jusqu'à R_0 (*fig.* 2)

$$(N_D)_0 = 2\sum_1^{\frac{1}{2}k}(\Delta N_p)_i.$$

Le calcul est particulièrement simple si les masses sont dans le rapport de deux nombres entiers. On voit que pour les mésons μ on devrait connaître les valeurs $(\Delta N_P)_i$ jusqu'à a distance $8{,}5k\,\Delta R = 8{,}5\,R_0$ de la fin. Très souvent elles ne sont pas mesurables directement jusqu'à de telles distances. Dans ces

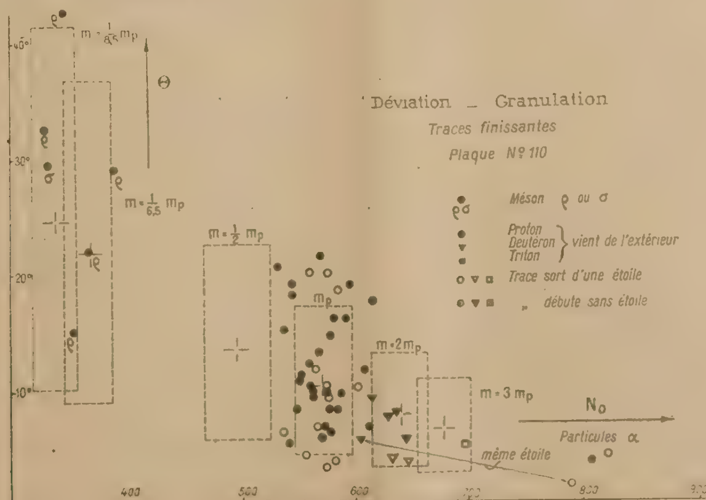


Fig. 3.

cas nous avons utilisé une méthode d'extrapolation que nous décrirons plus loin (chap. 4).

Il faut maintenant déterminer expérimentalement les valeurs $(\Delta N)_i$; pour des particules connues et valables pour la plaque à examiner; elles le sont certainement si nous les prenons dans cette plaque même. Dans la plaque non étalonnée les traces de protons présentent certainement une fraction importante des traces cosmiques à examiner et il est tout indiqué de les utiliser comme repère pour la granulation; mais il faut d'abord les reconnaître.

c. Sur les traces à examiner dans la plaque du Karisimbi nous avons mesuré les angles θ^i, dont la somme arithmétique est Θ et le nombre N_0 des grains entre la fin et $R = R_0 = 505\,\mu$. Cette valeur de R_0 est assez grande pour que nous puissions confondre les traces avec leur projection sur le plan de l'émulsion. La petite erreur ainsi commise s'élimine d'ailleurs par la suite. Dans un diagramme déviation-granulation (Θ, N_0) (*fig.* 3), chaque trace donne un point. Les points des traces de même nature se groupent par plages. Pour une telle plage,

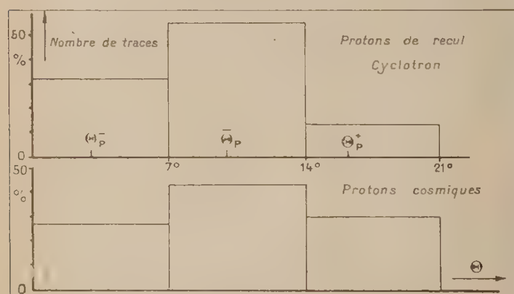


Fig. 4.

la dispersion des Θ provient surtout de la dispersion bien connue des θ. La dispersion des N_0 est due en partie seulement à la distribution irrégulière des grains d'une trace. En partie, au contraire, elle est à attribuer à l'évolution différente des images latentes. Par comparaison avec le Θ (et avec la distribution des Θ) obtenu à partir des protons de recul dans une autre plaque du même type, on identifie immédiatement le groupement de points le plus important dans le diagramme comme étant celui des protons ($\bar{\Theta}_p = 10°$ cyclotron, $\bar{\Theta}_p = 12°$ calculé, $\Theta_p = 11°$ cosmique) (*fig.* 4). De plus, les traces qui débutent sans étoile dans l'émulsion appartiennent à ce groupe. Le comptage des grains des 40 traces de protons ainsi identifiées, nous donne dans les sections successives ΔR les valeurs moyennes des ΔN_p et du nombre total entre o et R_0. Par la relation (5) nous en déduisons les nombres moyens N_0 qu'on doit trouver pour les particules de charge 1 et de différentes masses. Nous pouvons donc placer dans le diagramme les points moyens $(\bar{\Theta}, \bar{N}_0)$ calculés pour les mésons π et μ, mésons τ (900 m_e), deutérons et tritons. Dans la distribution des Θ pour les protons nous choisissons les limites Θ^+ et Θ^- entre lesquelles se trouvent 75 pour 100 des valeurs mesurées et nous calculons des limites analogues pour chaque espèce de particules. Pour la granulation nous formons ensuite, à part, les moyennes des 10 traces les plus denses et des 10 traces les moins denses. Nous en déduisons, pour les autres particules, les limites de granulation entre lesquelles se trouvent également 75 pour 100 des valeurs mesurées. Les « cages » ainsi obtenues doivent contenir environ la moitié des points d'une plage, si la distribution des points dans chaque plage est analogue à celle des protons.

L'interprétation du diagramme déviation-granulation est maintenant facile. Nous constatons que nos mesures ne permettent pas de distinguer les traces des mésons π de celles des mésons μ; parmi les six traces de mésons π ou μ, une se termine par une petite étoile d'évaporation (σ). Aucune trace ne laisse supposer l'existence d'une particule de masse intermédiaire entre celle du méson π et du proton; la proportion de mésons τ est donc inférieure à 2 pour 100 parmi les particules sélectionnées par les conditions expérimentales. De 37 protons certains, 11 sortent d'étoiles dans l'émulsion, trois débutent sans étoile. Pour cinq particules, il paraît difficile de distinguer protons et deutérons. Une d'entre elles peut cependant être identifiée comme deutéron, parce qu'elle sort de la même étoile qu'une particule alpha dont la trace est affaiblie devant les deux autres traces alpha. Des six deutérons certains, quatre sortent d'étoiles dans l'émulsion. Le seul triton sort également d'une étoile. Des trois traces alpha, faciles à reconnaître, deux sortent d'étoiles. Les 57 traces ainsi identifiées se trouvent dans une aire d'environ 2,5 cm × 2,5 cm dans la plaque.

3. Dans la plaque 133 nous avons appliqué une méthode d'identification un peu différente. La production, dans la plaque même, de traces de protons immédiatement avant et après l'exposition cosmique nous permet d'utiliser la granulation aussi bien que la déviation de ces traces comme repères pour les traces cosmiques. Avec cette méthode d'étalonnage répété, on peut obtenir des résultats intéressants même dans des plaques qui ont subi une régression importante de l'image latente pendant l'exposition.

Pour les deux expositions au cyclotron, la plaque était enveloppée dans du papier noir et placée à environ 35 cm de la cible, son petit axe dans la direction du faisceau de neutrons, le plan de l'émulsion légèrement incliné vers la cible. Entre cible et plaques nous avions placé des briques de paraffine protégeant toute la plaque à l'exception d'une bande

de 1 cm de largeur (*fig.* 5). Dans les expositions 1 (avant) et 2 (après) nous avons irradié les extrémités opposées de la plaque. Les traces ainsi obtenues sont courtes, nous n'avons trouvé que 16 traces de longueur $> 200\,\mu$ provenant de l'exposition 1 et 28 traces de l'exposition 2. Comme grandeur

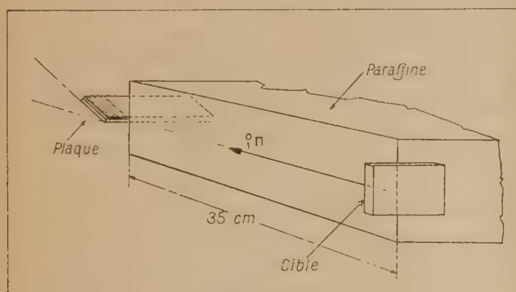


Fig. 5.

caractéristique de la granulation nous avons pris le nombre des grains de la fin de la trace jusqu'à $R_0 = 197\,\mu$. Cette longueur est petite et la dispersion des N_0 est due en grande partie à la distribution irrégulière des grains. L'utilisation de traces de longueur assez faible entraîne une deuxième difficulté : on rencontre des traces qui sont trop inclinées pour qu'on puisse les confondre avec leur projection. Mais la correction d'inclinaison est presque toujours très faible et dans notre cas nous pouvons nous contenter d'une méthode approximative. On multiplie $(\Delta N)_i$ par $\cos\alpha$, où α est l'angle moyen d'inclinaison de la section correspondante $(\Delta R)_i$ dans l'émulsion vierge; l'affaissement de l'émulsion a été supposé uniforme, sa valeur est mesurée avec précision. Le comptage des grains des traces du cyclotron montre que l'image latente des traces de l'exposition 1 est très affaiblie par rapport à celle des traces de l'exposition 2. La différence entre les deux valeurs de N_0 est d'environ 17 pour 100 de leur moyenne pour 14 jours d'intervalle.

A cause de la faible altitude et de la courte durée de l'exposition cosmique, la plaque ne contient que peu d'événements cosmiques et nous n'avons trouvé dans la partie utilisée que 18 traces de longueur suffisante. Nous calculons d'abord les valeurs N_0 pour les traces de différente nature. Grâce aux deux groupes de protons de recul, nous pouvons même calculer deux valeurs pour chaque particule qui correspondent à une variation de l'image latente analogue à celle des protons 1 et 2. Pour calculer les N_0 pour deutérons et tritons nous pouvons utiliser la méthode directe (chap. 2 *b*); pour les mésons, nous nous servons de la méthode d'extrapolation (chap. 3). Dans le cas présent nous n'avons pas utilisé des mesures de déviation. Dans un diagramme de granulation (*fig.* 6) sont représentés les résultats des mesures et les valeurs calculées, la correction d'inclinaison est indiquée dans chaque cas. La distribution dans les groupes 1 et 2 montre la dispersion des résultats pour des traces produites simultanément. L'interprétation du diagramme de granulation montre que cinq traces sont dues à des mésons π ou μ. Une d'entre elles se termine par une petite étoile σ qui ne comporte que la trace d'un noyau de recul. 12 particules sont des protons, deutérons ou tritons. La comparaison avec les valeurs calculées prouve que deux d'entre elles sont probablement, soit un deutéron, soit un triton.

4. Pour employer la méthode d'identification par la granulation que nous avons utilisée (chap. 1 et 2), il faut pouvoir déterminer à l'avance la densité de granulation, à une certaine distance R de la fin, de la trace d'une particule donnée. Une trace « repère » due à une particule connue sert, en général, de point de départ. Nous nous bornons d'abord au cas le plus simple où l'on ne veut connaître que la granulation d'une trace pour laquelle auraient existé les mêmes conditions de sensibilité, d'évolution de l'image latente et de degré de développement que pour la trace « repère ». Cette trace « repère » fournit expérimentalement la densité de granulation en fonction du parcours réduit entre $\rho = 0$ et une

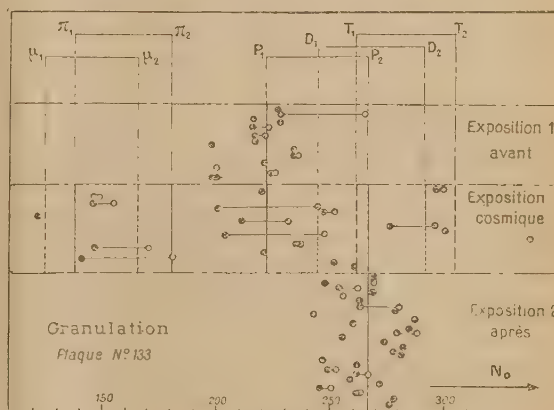


Fig. 6.

certaine valeur $\rho = \rho_{max}$. Comme nous l'avons vu, cette fonction est valable pour toute particule de même charge et donne immédiatement la granulation de la trace inconnue entre 0 et ρ_{max} par la méthode utilisant la relation d'homothétie [5] (chap. 2 *b*). Mais, de la trace d'un proton de $500\,\mu$, par exemple, on ne peut ainsi déduire que celle d'un méson μ de $59\,\mu$. On aura donc souvent besoin de calculer la granulation au delà de ρ_{max} imposé par la longueur de la trace « repère ». On aurait pu

essayer une extrapolation de la fonction $\frac{dN}{dR} = f(\rho)$. Nous avons préféré passer par la fonction

$$\frac{dN}{dR} = f_r\left(\frac{dE}{dR}\right)$$

qu'il est intéressant de connaître pour plusieurs raisons et pour laquelle nous disposons déjà d'une bonne méthode d'extrapolation. Nous connaissons $\frac{dN}{dR} = f_1(\rho)$ expérimentalement et $\frac{dE}{dR} = f_2(\rho)$ par différentiation de la courbe parcours-énergie. On a ainsi la fonction f_r jusqu'à une certaine valeur $\left(\frac{dE}{dR}\right)_{min}$. Pratiquement, on ne peut mesurer que des $\frac{\Delta N}{\Delta R}$ avec des ΔR non négligeables. Mais, les courbes f_1 et f_2 ayant une allure assez semblable, on obtient une bonne approximation de la fonction différentielle si l'on considère les ΔN comme des intégrales prises entre R et $R + \Delta R$ et si on les associe à des intégrales ΔE prises entre les mêmes limites. Pour cette fonction f_r nous connaissons une expression mathématique simple qui se met facilement sous une forme linéaire [2].

$$\frac{dN}{dR} = c\left\{1 - \exp\left[-b\left(\sqrt{\frac{dE}{dR}} - \sqrt{a}\right)\right]\right\} \quad (6)$$

devient

$$\log\left(1 - \frac{1}{c}\frac{\Delta N}{\Delta R}\right) = -k\left(\sqrt{\frac{\Delta E}{\Delta R}} - \sqrt{a}\right). \quad (7)$$

On obtient ainsi expérimentalement des segments de droites qui sont faciles à prolonger vers les granulations plus faibles que la granulation minimum mesurée. Cette méthode a été utilisée pour les travaux exposés aux chapitres 2 *b* et 5. Dans l'équation (7), la trace « repère » fournit les trois constantes *a*, *k* et *c* qui sont caractéristiques de la sensibilité de l'émulsion, de l'évolution de l'image latente et du degré de développement. La figure 7 *a* montre la droite obtenue par les valeurs moyennes des 40 protons dans la plaque 110.

Les équations (6) et (7) permettent, en plus, d'aborder le cas moins simple où l'on veut connaître la granulation d'une trace dont l'image latente aurait évolué différemment de celle de la trace « repère ». On constate, en effet, que seule la constante *k* varie d'une façon sensible avec la régression de l'image latente [4]. Si cette variation de *k* est connue par l'expérience, on peut, par exemple, calculer *a priori* la dispersion des grandeurs de granulation due à une certaine évolution de l'image latente. La figure 7 *b* montre les deux droites obtenues par les deux groupes de protons de recul dans la plaque 133 (régression importante).

Un troisième cas est celui où l'on veut connaître la granulation d'une trace qui avait été développée différemment de la trace « repère » [5]. Pour nous placer dans les conditions expérimentales les plus

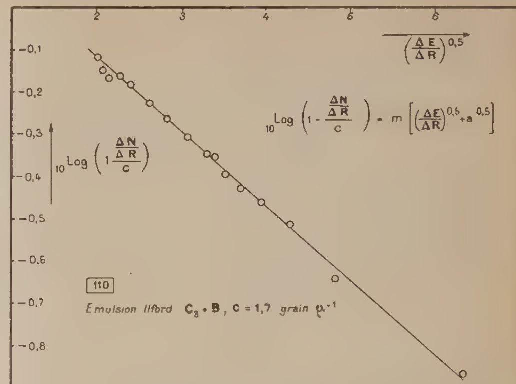


Fig. 7 *a*.

Rectification de la figure 7 *a* : *Lire* axe des ordonnées

$$_{10}\text{Log}\left(1 - \frac{\frac{\Delta N}{\Delta R}}{c}\right).$$

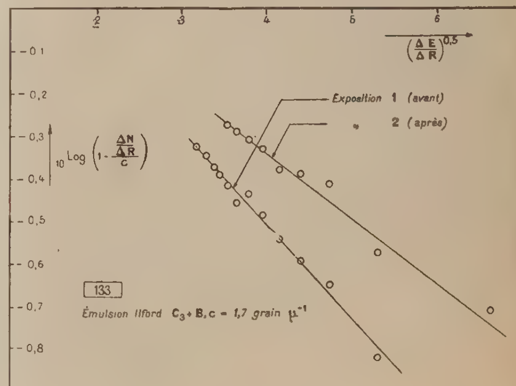


Fig. 7 *b*.

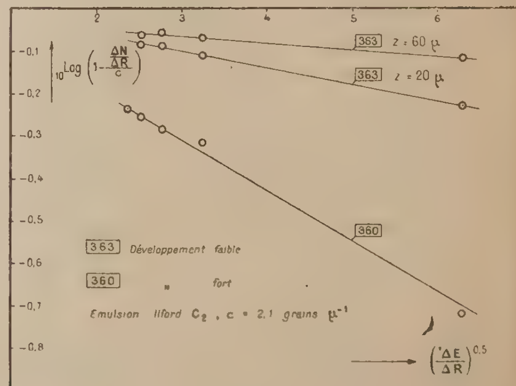


Fig. 7 *c*.

nettes nous avons abordé ce problème de la manière suivante : La plaque 363 K (Ilford C_2, 200μ), (Berkeley 22 874) a été exposée aux protons de l'accélérateur linéaire (31 MeV) et développée à faible concentration du révélateur et à basse température. On a obtenu ainsi une variation appréciable et régulière du degré de développement avec la distance z à la surface de l'émulsion. Nous avons ensuite mesuré la granulation des traces de protons et nous avons formé les valeurs moyennes ΔN, pour les sections à même distance de la fin de la trace, en fonction de la cote moyenne z de la section ΔR correspondante : On obtient ainsi la courbe $\frac{\Delta N}{\Delta R} = f(\rho, z)$, où z joue le rôle d'un paramètre lié au degré de développement. La figure 7 c montre les résultats. Elle contient en même temps la droite donnée par une autre plaque 360 B′ (Ilford C_2, 200μ), (Berkeley 22 871) qui a été exposée avec la plaque 363 K, mais développée fortement. Nous continuons actuellement ces recherches en vue d'une mesure quantitative de l'évolution de l'image latente et du degré de développement.

5. Il nous paraît intéressant de signaler le résultat d'une autre expérience qui a été faite pour évaluer la précision qu'on peut obtenir par des mesures de granulation sur quelques traces seulement. Dans la plaque « Berkeley 2 793 » (Ilford C_2, 50μ) qui a été exposée au faisceau des neutrons du cyclotron de Berkeley et développée immédiatement, nous avons trouvé quatre traces de mésons π (35μ, 210μ, 266μ, 402μ de longueur) et une trace d'un méson μ appartenant à un événement (π, μ). Nous nous sommes placés dans les meilleures conditions de comptage et nous avons fait des corrections d'inclinaison. Ainsi, la distribution irrégulière des grains dans la trace détermine presque seule l'incertitude du résultat. Les mesures ont servi à déterminer le rapport $\frac{M_\pi}{M_\mu}$. Soit N_π le nombre total des grains des traces π entre $R = 0$ et $R = R_0$ et N_μ le nombre des grains de la trace μ entre $R = 0$ et $R = pR_0$. La relation (4) exprime alors que le rapport $\frac{N_\pi}{N_\mu} = p'$ est le rapport des masses s'il coïncide avec p choisi comme rapport des limites supérieures. Nous avons pris d'abord $R_0 = 350\mu$ et successivement $p_1 = \frac{12}{8}$, $p_2 = \frac{12}{9}$ et $p_3 = \frac{12}{10}$. Le comptage, après correction d'inclinaison, donne $N_\pi = 411$ et $N_\mu^{(1)} = 283$, $N_\mu^{(2)} = 307$, $N_\mu^{(3)} = 327$. Donc $\left(\frac{p}{p'}\right)_1 = 1{,}033$, $\left(\frac{p}{p'}\right)_2 = 0{,}998$ et $\left(\frac{p}{p'}\right)_3 = 0{,}955$. Par une interpolation entre ces trois valeurs, on voit que la valeur $p = 1{,}35$ satisfait à la condition $p = p'$. Pour connaître l'influence de l'irrégularité de la granulation, nous commençons avec une autre valeur de R_0. Nous prenons cette fois la longueur totale de la plus longue trace π. Avec $p = \frac{12}{9{,}5}$ nous trouvons $N_\pi = 451$ et $N_\mu = 350$. Donc $\frac{p}{p'} = 1{,}012$. Une interpolation analogue montre que dans ce cas la valeur $p = 1{,}25$ satisfait à la condition $p = p'$. En continuant ainsi les groupements pour différents R_0, on obtient une valeur moyenne de p et la dispersion des résultats individuels représente une mesure de l'influence de l'irrégularité de la granulation. Le résultat obtenu est $p = 1{,}3 \pm 0{,}1$.

Ce travail a été effectué durant l'année 1949-1950 au Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure sous la direction de M. le Professeur M. Morand, Professeur à la Faculté des Sciences (Physique Enseignement).

Nous sommes très heureux de pouvoir exprimer ici notre plus vive gratitude à M. le Professeur M. Morand qui a continuellement guidé notre travail par ses conseils et ses suggestions. Nous sommes particulièrement reconnaissants au Docteur L. Winand qui nous a fait parvenir une série de plaques exposées par lui-même aux différents accélérateurs de Berkeley. Nous remercions l'équipe du cyclotron du Collège de France pour nous avoir aimablement aidé dans nos expositions.

Manuscrit reçu le 7 avril 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] MORAND M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **229**, 40.
[2] GOLDSCHMIDT-CLERMONT Y. — *Nuovo Cimento*, 1950, **7**, n° 3 *bis*, 331.
[3] VAN ROSSUM L. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 402.
[4] BRASQUET R. — *Diplôme d'Études Supérieures*, Faculté des Sciences, Paris, 1950.
[5] BURILLON A. — *Diplôme d'Études Supérieures*, Faculté des Sciences, Paris, 1950.

DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DU SPECTRE D'ÉNERGIE DE L'ÉLECTRON DE DÉSINTÉGRATION DU MÉSON μ

Par A. LAGARRIGUE et C. PEYROU.
École Polytechnique, Paris.

Sommaire. — Exposé d'une expérience destinée à déterminer le spectre d'énergie des électrons de désintégration du méson μ. Une chambre de Wilson dans un champ magnétique et un circuit d'anticoïncidences permettent de photographier des mésons μ s'arrêtant dans des écrans de graphite et leur électron de désintégration. Les précautions expérimentales nécessaires pour ne pas déformer le spectre sont discutées. On expose les résultats relatifs aux 65 premières mesures retenues. Ces résultats sont comparés aux résultats d'Anderson et aux prévisions théoriques. Une méthode statistique est exposée pour trouver parmi les formules théoriques proposées celle qui représente le mieux les résultats. Ce calcul permet de déterminer l'énergie limite du spectre. La valeur trouvée est $54{,}6 \pm^{3,3}_{2,3}$ MeV, en bon accord avec l'hypothèse que les trois particules émises dans la désintégration ont des masses négligeables devant celle du méson μ.

L'énergie des électrons de désintégration du méson μ a été étudiée par de nombreuses méthodes : soit par la chambre de Wilson [1], soit à l'aide de l'absorption dans différents matériaux [2], soit dans les plaques photographiques sensibles [3]. En particulier, Leighton, Anderson et Seriff [4] ont donné un spectre sur des mesures d'impulsion effectuées à la chambre de Wilson. L'existence d'un spectre montre qu'il y a au moins trois particules émises dans la désintégration.

La forme de ce spectre peut être prévue théoriquement et elle dépend du type d'interaction entre les quatre particules qui interviennent dans la désintégration (le méson μ et les trois particules émises).

Il est intéressant de continuer les mesures relatives à ce spectre, pour vérifier que les résultats expérimentaux peuvent bien se représenter par une des formules prévues théoriquement pour le spectre.

D'autre part, la détermination de la limite supérieure du spectre permet une mesure de la masse M_0 du méson en supposant uniquement que les trois particules émises dans la désintégration du méson ont une masse très petite devant M_0 et en utilisant la relation $W = M_0 C^2$.

Nous avons entrepris une expérience destinée à compléter les résultats du groupe d'Anderson; nous exposons ici les premiers résultats relatifs à 65 mesures.

Dispositif expérimental. — Il est très semblable à celui d'Anderson dans son principe. Des précautions particulières ont été prises pour éviter que l'appareil n'introduise des préférences dans le choix des électrons de désintégration. L'appareil permet de photographier au niveau de la mer les électrons de désintégration des mésons μ s'arrêtant dans une chambre de Wilson située dans le champ magnétique de 3 750 Gs d'un électro-aimant. La figure 1 représente le schéma de l'expérience : la

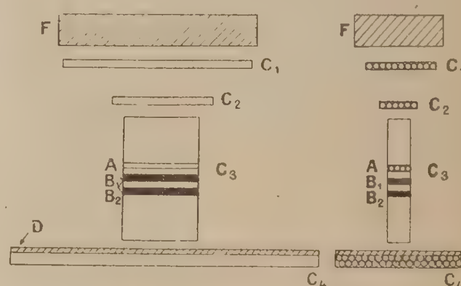


Fig. 1. — Schéma de l'expérience.

chambre de Wilson est rectangulaire et a une partie utile de 50 × 30 × 7,5 cm. B_1 et B_2 sont deux écrans de graphite de 2,65 g : cm² d'épaisseur, recouverts des deux côtés d'un miroir d'aluminium de 0,06 cm d'épaisseur; A est un écran en plexiglass contenant quatre compteurs Geiger C_3, cylindriques, en verre de 1 mm d'épaisseur; C_1, C_2, C_4 sont des bancs de compteurs; F est un filtre de plomb de 20 cm destiné à éliminer la majeure partie de la composante molle; D est un écran de plomb de 16 mm.

La chambre est déclenchée chaque fois qu'il y a coïncidence entre les compteurs C_1, C_2, C_3 et anticoïncidence C_4 : (C_1, C_2, C_3, $-C_4$) (1). Le télescope C_1, C_2, C_3 compte 10 coups : mn; l'ensemble (C_1, C_2, C_3, $-C_4$) compte 1 coup toutes les 2 mn.

(1) Nous remercions M. Ferrand qui a construit le sélecteur de coïncidence et d'anticoïncidence.

Une photographie sur 25 environ correspond à un méson μ s'arrêtant dans les écrans de graphite ou dans la boîte de compteurs A. Parmi ces photographies, une sur sept permet une mesure de l'énergie de l'électron de désintégration utilisable pour la statistique. Compte tenu du temps mort de la chambre après chaque photographie (3 mn environ), on a une mesure utilisable toutes les 15 h de fonctionnement effectif.

Le rôle de l'écran de plomb D situé au-dessus des compteurs d'anticoïncidence C_4 est d'éviter que l'électron de désintégration ne fasse fonctionner les compteurs C_4, ce qui éliminerait préférentiellement les électrons de grande énergie émis vers le bas. Le graphite a été divisé en deux écrans B_1 et B_2 afin d'améliorer la précision sur le point de départ de l'électron.

Mesures. — L'impulsion de l'électron est mesurée par sa courbure dans le champ magnétique. En utilisant les photographies stéréoscopiques, on fait la correction due au fait que la trajectoire de l'électron n'est pas perpendiculaire au champ magnétique. A l'énergie de l'électron mesurée par sa courbure dans le champ magnétique, on doit ajouter l'énergie perdue par l'électron dans les écrans.

Pour déterminer le point de départ de l'électron dans les écrans, on utilise le recoupement des trajectoires du méson et de l'électron, et aussi le parcours du méson déduit de la mesure de sa quantité de mouvement par sa courbure dans le champ magnétique. Pour le méson, on utilise les relations moment-parcours de Wheeler et Ladenburg auxquelles on a fait les corrections de Wick [5] pour le graphite.

Pour l'énergie perdue par l'électron dans les écrans, on utilise les résultats des calculs de Heitler donnés par celui-ci dans *The Quantum Theory of radiation* pour l'air, puisque les divers éléments composant les écrans ont des Z voisins de ceux de l'azote et de l'oxygène. La perte d'énergie des électrons par Bremsstrahlung est très faible dans les écrans. La probabilité pour qu'un électron de 50 MeV ait son énergie réduite de 10 pour 100 ou plus à la traversée de tous les écrans est de 2 pour 100 [6]. Or, l'énergie des électrons est inférieure à 55 MeV; donc le risque de perte brusque d'une quantité non négligeable d'énergie dans les écrans de graphite est très minime.

Les électrons de désintégration se présentent sur les photographies sous des formes très diverses et, en particulier, avec des longueurs de trajectoire visible très différentes. Nous devons prendre un critère pour choisir parmi ces électrons ceux que l'on retiendra pour la statistique si l'on ne veut pas favoriser les électrons des hautes ou des basses énergies et par là déformer le spectre.

On ne peut pas prendre, par exemple, comme critère que leur énergie soit mesurée avec une précision supérieure à une limite déterminée. En effet, à longueur de trajectoire visible égale, les électrons de faible énergie sont mesurés avec plus de précision que ceux de grande énergie. Nous avons pris le critère suivant :

« Étant donné un méson avec son électron, pour que l'électron soit retenu, il faut que tout électron qui serait parti suivant la même direction, mais avec une énergie différente, dans le domaine d'énergie envisagée, ait pu donner lieu à une mesure assez précise ». La précision moyenne sur les mesures est ± 6,5 pour 100.

Résultats. — 65 mesures ont été retenues dont les valeurs sont données dans le tableau suivant :

Signe.	Matière.	Énergie.	Signe.	Matière.	Énergie.
—	P...	9,6 ± 0,7	+	C...	38,4 ± 3
—	C...	12,2 ± 2,4	—	C...	38,6 ± 1,8
+	C...	13,1 ± 0,7	+	C...	38,9 ± 6
—	V...	14 ± 0,7	—	C...	39,5 ± 3,5
+	P...	14 ± 0,5	+	P...	39,7 ± 2,1
—	P...	14,7 ± 0,5	—	C...	39,9 ± 1,2
+	C...	18,4 ± 0,9	+	P...	40 ± 2,1
+	C...	19,5 ± 1,3	—	C...	40,7 ± 2,6
—	P...	19,7 ± 1,2	+	V...	41,5 ± 3
	C...	20,2 ± 0,8	—	V...	41,8 ± 1,9
—	C...	20,3 ± 2,2	+	C...	43 ± 4,5
+	C...	21,3 ± 0,8	+	C...	43,4 ± 6,2
—	C...	22,1 ± 1,1	+	V...	43,5 ± 2,5
—	C...	22,7 ± 1	+	C...	44,3 ± 3,3
—	C...	23,6 ± 1,2	+	C...	44,7 ± 3,2
—	P...	23,9 ± 2,5	—	P...	44,8 ± 3,6
—	P...	24,9 ± 2	—	C...	44,9 ± 5
+	C...	25,5 ± 2,7	—	C...	45,5 ± 6
+	C...	27 ± 1	+	C...	45,6 ± 2,8
+	C...	28,4 ± 0,8	—	C...	45,8 ± 4,3
+	P...	28,8 ± 1	—	V...	46,6 ± 2,5
+	C...	30,1 ± 1,1	+	C...	47 ± 2,7
+	C...	30,4 ± 1,2	—	C...	48 ± 2
+	C...	30,5 ± 3	—	C...	50,2 ± 2,5
—	C...	31,3 ± 1,1	—	C...	50,5 ± 2,5
+	P...	31,9 ± 1,7	—	C...	51,4 ± 1,5
+	V...	32,8 ± 1,4	+	C...	52,3 ± 5,5
+	V...	34,5 ± 1,4	—	P...	52,4 ± 3,5
—	V...	34,8 ± 4,2	—	P...	52,5 ± 3
—	C...	34,9 ± 3,5	+	C...	52,8 ± 3,6
—	C...	35,1 ± 3,4	—	C...	54,7 ± 2
+	C...	37,1 ± 4,9	—	C...	55,8 ± 5,2
+	C...	37,3 ± 2,2			

C, graphite; V, verre; P, plexiglass.

La figure 2 représente, en trait continu, le spectre que nous avons obtenu, et en trait pointillé, le spectre du groupe d'Anderson. On voit que les deux spectres sont très semblables. Toutefois, une légère différence apparaît du côté des hautes énergies, mais le nombre des mesures est encore trop faible pour que

l'on puisse dire si elle est due aux erreurs statistiques ou non.

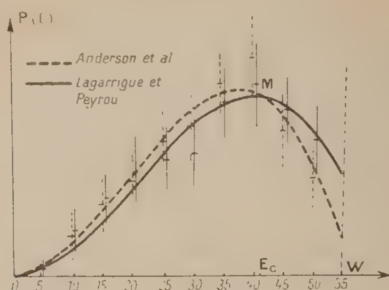


Fig. 2.

Dans la figure 3, nous avons représenté le spectre obtenu en réunissant les résultats d'Anderson et les nôtres.

Les spectres des figures 2 et 3 ont été tracés à partir des résultats expérimentaux par la méthode que nous exposons dans la dernière partie de cet article.

On admet que la particule chargée est un électron. Hincks et Pontecorvo [7] ont démontré de façon statistique que cette particule avait une masse inférieure à trois fois la masse de l'électron. Sur une photographie, la particule de désintégration chargée n'a plus que 3,15 MeV : c d'impulsion après la traversée des écrans de graphite. Or cette particule a une ionisation voisine du minimum. On peut affirmer par comparaison avec les traces des mésons lents photographiés dans cette chambre que l'ionisation est trois fois celle du minimum, ce qui donne comme

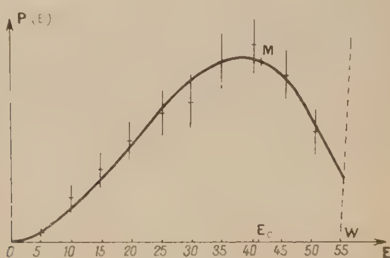


Fig. 3. — Ensemble des résultats.

limite supérieure de la masse : 11 masses électroniques. Cette particule est positive, ce n'est donc pas un électron de choc.

Comparaison avec les calculs théoriques du spectre. — Tiomno et Wheeler [8], et Michel [9] ont calculé les différents spectres que l'on doit attendre suivant les types d'interaction entre les quatre particules.

Dans l'hypothèse de la désintégration du méson μ en un électron et deux neutrinos, Michel a montré que les spectres pouvaient être représentés avec une très bonne précision par la formule très simple

$$P(E) = \frac{E}{3\hbar(2\pi\hbar^2c^2)^3} M_0c^2[3E(W-E)K_1 + 2E^2K_2].$$

avec

$$K_1 = g_1^2 + 2(g_2^2 - g_3^2 - g_4^2) + g_5^2,$$
$$K_2 = g_2^2 + 2g_3^2 + g_4^2$$

où $P(E)\,\mathrm{d}E$ est la probabilité d'avoir un électron d'énergie comprise entre E et $E + \mathrm{d}E$, M_0 la masse du méson, W l'énergie maximum de l'électron soit $\frac{1}{2}M_0c^2$. g_1, g_2, g_3, g_4, g_5 sont cinq constantes de couplage choisies comme bases pour la représentation de l'interaction la plus générale entre quatre particules de spin $\frac{1}{2}$. La formule donnant le spectre peut être normalisée par la condition

$$\tau \int_0^W P(E)\,\mathrm{d}E = 1,$$

où τ est la vie moyenne du méson μ.

On obtient alors pour les trois paramètres K_1, K_2 et W la relation suivante :

$$2K_2 + K_1 = \frac{4C}{W^4\tau} \qquad \text{avec} \quad C = \frac{3\hbar(2\pi\hbar^2c^2)^3}{M_0c^2};$$

$P(E)$ peut alors s'exprimer en fonction de deux paramètres ρ et W par la formule suivante :

$$\left.\begin{array}{c} P(E) = \dfrac{4E^2}{W^4\tau}\left[3(W-E) + 2\rho\left(\dfrac{4}{3}E - W\right)\right] \\ (0 < \rho < 1) \end{array}\right\} \quad (1)$$

ρ est relié à K_1 ou K_2 par

$$\rho = \frac{3K_2W^4\tau}{4C} = \frac{3}{2} - \frac{3K_1W^4\tau}{8C}.$$

La formule (1) peut s'écrire aussi

$$P(E) = P_1(E) + \rho[P_3(E) - P_1(E)] \qquad (2)$$

si $P_1(E)$ et $P_3(E)$ sont les courbes que l'on obtient lorsque g_1 ou g_3 sont seuls différents de zéro.

Toute courbe possible est alors comprise entre les deux courbes extrêmes $P_1(E)$ et $P_3(E)$ correspondant aux deux valeurs extrêmes 0 et 1 du paramètre ρ (2)

(2) Il faut noter que si les deux neutrinos sont considérés comme indiscernables ρ ne peut prendre que les valeurs comprises entre 0 et $\frac{3}{4}$.

(*fig.* 4). Les différentes courbes possibles passent toutes par un même point M d'abscisse $E_c = \frac{3}{4}W$.

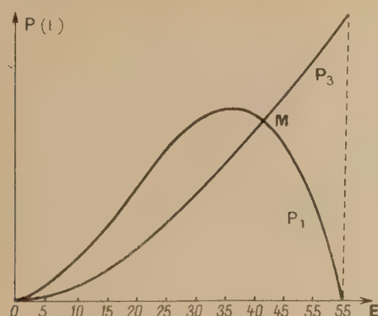


Fig. 4. — Spectres théoriques (Michel).

Détermination des paramètres ρ et *W* à partir des résultats expérimentaux. — Le paramètre *W* est une énergie : c'est la moitié de l'énergie de masse du méson μ. Le paramètre ρ est en relation avec la proportion des différents types d'interaction comme le montre la formule (2).

Nous allons déterminer les deux paramètres ρ et W à partir des résultats expérimentaux par des méthodes intégrales sur des ensembles de mesures.

1° *Détermination de ρ en fonction de W.* — Toutes les courbes théoriques passent par le point fixe $E_c = \frac{3}{4}W$, quand on fait varier ρ en laissant *W* fixe. L'ajustage d'une formule théorique aux résultats expérimentaux peut se faire en égalant le rapport théorique :

$$r_{\text{th}} = \frac{\int_0^{E_c} P(E)\,\mathrm{d}E}{\int_0^{W} P(E)\,\mathrm{d}E}$$

à la valeur expérimentale qui lui correspond

$$r_{\text{exp}} = \frac{\text{Nombre d'électrons d'énergie} < E_c}{\text{Nombre total d'électrons}}.$$

La relation entre r_{th} et ρ est la suivante :

$$\rho = \frac{189 - 256\,r_{\text{th}}}{72},$$

cette relation est indépendante de *W*.

Par contre, r_{exp} dépend de l'énergie limite admise, puisqu'on a $E_c = \frac{3}{4}W$.

Donc l'égalisation $r_{\text{exp}} = r_{\text{th}}$ nous donne le ρ le mieux adapté en fonction de W énergie limite.

La courbe de la figure 5 tracée à partir de nos résultats expérimentaux montre ρ fonction de *W*. ρ variant de 1 à 0 pour *W* allant de 47 MeV à 60 MeV (³).

2° *Détermination du paramètre W.* — *a.* Puisque $W = \frac{1}{2}M_0c^2$, on peut utiliser la valeur de la masse M_0 du méson μ déterminée en utilisant des relations moment-parcours :

a. à Berkeley [10], $M_0 = 210 \pm 4$;
b. par Brode et al. [11], $M_0 = 215 \pm 4$;
c. par Peyrou, Lagarrigue et Bousser [12], $M_0 = 212 \pm 5$.

Les résultats donnent $W = 54{,}3 \pm 0{,}65$.

b. Mais il est plus intéressant de déterminer *W* à partir des résultats expérimentaux du spectre. On peut prendre pour *W* la valeur la plus grande des énergies mesurées pour les électrons, soit 55,8 MeV dans notre cas. Mais cette valeur n'est pas bien déterminée. D'autre part, ne connaissant pas *a priori* la forme du spectre à la limite supérieure, cette valeur peut être sensiblement inférieure à la limite, surtout dans le cas ρ = 0, où *P*(*E*) est nul si *E* = *W*.

c. Il semble plus logique de faire contribuer à la détermination de *W*, non seulement une mesure unique comme plus haut, mais tout un ensemble de mesures.

Le problème de la détermination de W, *indépendamment de toute connaissance préalable de la masse du méson μ, peut donc se formuler ainsi :*

Le premier ajustage des formules théoriques à l'expérience nous a laissé le choix parmi toute une

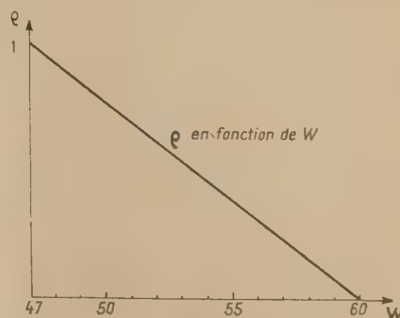


Fig. 5.

famille de courbes théoriques ne dépendant plus que d'un seul paramètre *W*. Il est évident que toutes

(³) Pour faire le rapport r_{exp} nous devons tenir compte du fait que chaque mesure comporte une certaine imprécision et que les quelques mesures voisines de *E* chevauchent sur les deux domaines. Nous pouvons représenter chacune de ces mesures par une coube de Gauss et déterminer la proportion des aires dans chacun des deux domaines.

ces courbes ne d'adaptent pas également bien aux résultats expérimentaux. Par exemple, la solution $W = 47$ MeV, $\rho = 1$ ne convient pas du tout. Nous pouvons donc choisir parmi ces courbes, celle qui est la mieux adaptée et déterminer ainsi W.

Pour cela, il nous faut choisir un deuxième critérium d'ajustage qui soit à la fois sensible, univoque et qui fasse intervenir un nombre suffisant

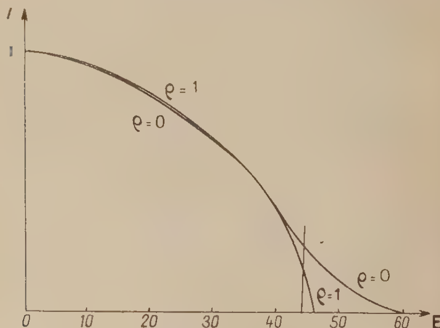


Fig. 6. — Spectres intégraux théoriques $I(E) = \int_E^W P(E)\mathrm{d}E$.

Tout spectre théorique possible est compris entre les deux spectres limites tracés : $\rho = 1$, $W = 47$; $\rho = 0$, $W = 60$.

de mesures expérimentales pour éliminer le plus possible les fluctuations statistiques.

Considérons donc la famille de spectres intégraux à un paramètre W

$$I(E) = \int_E^W P(E)\,\mathrm{d}E \quad (E, \text{ variable}; \; W, \text{ paramètre}).$$

Dans $P(E)$, ρ et W sont liés par la courbe de la figure 5. Tous ces spectres ont même ordonnée à l'origine, décroissent et rencontrent l'axe des E au point d'abscisse W. Ils sont compris entre deux spectres limites correspondant à $W = 47$ MeV et $W = 60$ MeV (*fig.* 6). Puisque ρ et W sont liés par la courbe de la figure 5, tous ces spectres coïncident avec le spectre expérimental au point d'abscisse $E_c = \frac{3}{4} W$. Les deux valeurs extrêmes de E, correspondant à $W = 47$ MeV et $W = 60$ MeV sont $E_c = 35$ MeV et $E_c = 45$ MeV. Les spectres intégraux théoriques sont donc très voisins dans l'intervalle 35 MeV, 45 MeV. D'autre part, ils sont aussi très voisins pour les énergies comprises entre 0 et 35 MeV, car les spectres théoriques sont très voisins pour ces valeurs.

Les spectres théoriques intégraux ne diffèrent donc pratiquement que pour les valeurs de l'énergie supérieure à 45 MeV. D'autre part, lorsque le paramètre W varie continûment de 47 à 60 MeV, le spectre intégral correspondant a ses ordonnées qui augmentent régulièrement. Il est donc intéressant, pour notre critère, de considérer la quantité F_{th} des aires comprises entre la courbe et l'axe des E pour E supérieur à 45 MeV qui est donnée par l'expression

$$F_{\text{th}} = \int_{45}^{W} I(E)\,\mathrm{d}E = \int_{45}^{W} \mathrm{d}E \int_{E}^{W} P(E)\,\mathrm{d}E.$$

En effet, notre discussion des spectres théoriques intégraux a montré que la quantité F a les propriétés requises de varier rapidement et continûment avec W.

D'autre part, F_{exp} est facile à déterminer; en effet, nous avons par une intégration par parties

$$\int_{45}^{W} (E - 45)\,P(E)\,\mathrm{d}E = \int_{45}^{W} \mathrm{d}E \int_{E}^{W} P(E)\,\mathrm{d}E = F_{\text{th}}.$$

On prendra

$$F_{\text{exp}} = \sum (E_{V} - 45)\,\frac{1}{65},$$

E_V étant l'énergie de tous les électrons mesurés, supérieure à 45 MeV. La division par 65 (nombre de mesures) vient de ce que $P(E)$ a été normalisé par la condition $\int_0^W P(E)\,\mathrm{d}E = 1$. En égalant F_{th} à F_{exp} nous avons le deuxième ajustage des courbes théoriques aux valeurs expérimentales et, par

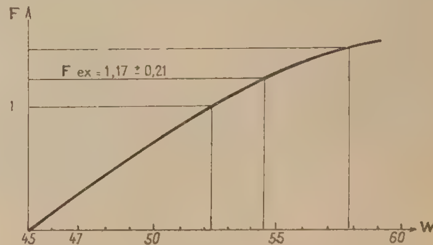


Fig. 7. — F théorique en fonction de W.

conséquent, W. La figure 7 donne la courbe reliant F_{th} à W.

Nous trouvons $F_{\text{exp}} = 1{,}17 \pm 0{,}21$.

La figure 7 permet de déterminer la valeur la plus probable pour W avec ses limites. Nous trouvons

$$W = 54{,}6 \pm^{3,3}_{2,3}.$$

Ceci donne pour la masse du méson μ.

$$\frac{2W}{C^2} = M_0 = 214 \pm^{13}_{9}$$

L'énergie $W = 54{,}6$ trouvée par cette méthode est très proche de la valeur donnée par le groupe d'Anderson, $W = 55$ MeV.

Pour comparer nos résultats avec ceux de ce

auteurs du point de vue de la forme du spectre c'est-à-dire de ρ, nous choisissons $W = 55$ MeV.

La méthode que nous avons indiquée pour déterminer ρ en fonction de W nous donne

$$\rho = 0,360 \pm 0,22.$$

Des mesures d'Anderson, on déduit

$$\rho = 0,075 \pm 0,20.$$

La différence entre les deux résultats n'est pas statistiquement significative. Si l'on réunit les deux résultats, on obtient

$$\rho = 0,214 \pm 0,15.$$

Conclusion. — Les valeurs de W et de ρ ont été déterminées par des méthodes intégrales en cherchant à représenter les résultats expérimentaux par un spectre de la théorie de Michel.

On peut noter les résultats suivants :

1° La valeur déterminée pour W est très voisine de la plus grande valeur trouvée pour l'énergie des électrons.

2° Les spectres tracés sur les figures 2 et 3 sont les spectres de la théorie de Michel ayant leurs paramètres W et ρ déterminés par les méthodes ci-dessus. Les points expérimentaux se placent bien par rapport à ces spectres.

Ces deux résultats justifient la théorie de désintégration du méson μ en un électron et deux neutrinos.

3° La valeur déterminée de W, ainsi que la valeur supérieure de l'énergie des électrons, conduisent à une valeur de M_0 en bon accord avec les mesures systématiques de masse du méson μ effectuées en utilisant les relations moment-parcours.

Ce résultat montre que, d'une part, les relations moment-parcours, d'autre part, l'hypothèse que les masses des particules de désintégration sont faibles par rapport à celle du méson et enfin la théorie de désintégration du méson μ sont compatibles.

Depuis le dépôt de cet article l'expérience a été poursuivie, 150 électrons de désintégration en tout ont fourni des mesures d'énergie. Les résultats de ces mesures ont fait l'objet d'une note aux Comptes Rendus [13]. L'exploitation des résultats expérimentaux pour l'obtention de ρ et W a été faite par la méthode statistique exposée dans cet article. On trouve :

$$W = 55,3 \pm 2$$
$$\rho = 0,19 \pm 0,12.$$

En groupant séparément les mésons positifs et les mésons négatifs on trouve

$$\rho = 0,05 \pm 0,18 \quad \text{pour les mésons} +$$
$$\rho = 0,35 \pm 0,19 \quad \text{pour les mésons} -.$$

Nous tenons à remercier M. Chaussier, aide technique du C.N.R.S. aussi bien pour le soin apporté dans la réalisation des différents appareillages, que pour ses nombreuses suggestions dans la construction de la chambre de Wilson.

Nous remercions également tous nos camarades de laboratoire qui ont assuré le fonctionnement des appareils et, en particulier, Mlle F. Bousser, MM. d'Andlau, Jauneau, Hoang Tchang-Fong et Trembley.

Enfin, nous remercions tout particulièrement, le Professeur Leprince-Ringuet pour ses nombreux encouragements et conseils.

Manuscrit reçu le 27 avril 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Adams, Anderson, Lloyd et Rau. — *Phys. Rev.*, 1948, **2**, 784; Adams, Anderson, Lloyd, Rau et Saxena. — *Rev. Mod. Phys.*, 1948, **20**, 344; Thompson R. W. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 490.

[2] Fowler, Cool et Street. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 101; Zar, Hershkowitz et Berezin. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 111; Steinberger. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 500; Hincks E. P. et Pontecorvo B. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 697; Shamos M. H. et Russek. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1545; Kan-Chung Wand et Jones G. B. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1547.

[3] Brown, Camerini, Fowler, Muirhead, Powel et Ritson. — *Nature*, 1949, **163**, 47.

[4] Leighton, Anderson et Seriff. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1432.

[5] Wick. — *Nuovo Cimento*, juin 1943.

[6] Bethe et Heitler. — *Proc. Roy. Soc.*, 1934, **146**, 103.

[7] Hincks E. P. et Pontecorvo B. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 102.

[8] Tiomno et Wheeler. — *Rev. Mod. Phys.*, 1949, **21**, 141.

[9] Michel. — *Nature*, 1949, **163**, 959; *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 514.

[10] Gardner et al., Berkeley. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 86.

[11] Retallack et Brode. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1716.

[12] Peyrou, C., Lagarrigue A. et Bousser F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1058; Peyrou C. et Lagarrigue A. — *J. Phys. Rad.*, 1950, **11**, 666.

[13] Lagarrigue A. et Peyrou C., *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 478.

EMPLOI D'UNE LIAISON RADIOÉLECTRIQUE DANS L'ÉTUDE DES COÏNCIDENCES ENTRE LES IMPULSIONS PROVENANT DE COMPTEURS SÉPARÉS PAR DE GRANDES DISTANCES

Par E. PICARD, A. ROGOZINSKI et M. SURDIN.
Commissariat à l'Énergie atomique, Fort de Châtillon, Fontenay-aux-Roses (Seine).

Sommaire. — Examen des conditions d'emploi d'une liaison radioélectrique sans fil dans la sélection des coïncidences entre les décharges déclenchées par des gerbes atmosphériques dans des compteurs séparés par de grandes distances; description d'un ensemble de circuits permettant une telle sélection.

Dans le dispositif réalisé, destiné à l'étude de gerbes atmosphériques de très grande envergure, cet ensemble est associé à un circuit à coïncidences multiples (circuit à groupe maître) desservant deux ensembles de compteurs, jouant respectivement le rôle de compteurs maîtres et de compteurs analyseurs.

Le dispositif comprend ainsi, essentiellement :

1° un circuit maître à coïncidences triples, disposé à l'une des deux stations utilisées;
2° huit compteurs analyseurs, disposés à l'autre station;
3° un émetteur unique, transmettant les impulsions du circuit maître vers le récepteur placé à l'entrée des circuits analyseurs.

Deux genres d'émetteurs ont été mis au point : l'un, fonctionnant sur 5 Mc : s, est destiné à des mesures où les aériens d'émission et de réception ne se trouvent pas en vision directe; l'autre, fonctionnant sur 10 000 Mc : s, est utilisé en terrain découvert; leur puissance est suffisante pour assurer une portée de 20 km environ.

Chaque circuit analyseur est pourvu d'un circuit à retard ajustable entre 0,5 et 10 μ s, rendant possible la compensation du retard que subit le signal maître dans sa propagation entre les deux stations; il permet également l'étude des coïncidences retardées entre les décharges dans les différents compteurs. Le pouvoir de résolution du dispositif n'est limité, pratiquement, que par les retards statistiques intrinsèques de la décharge dans les compteurs utilisés.

Les premiers résultats obtenus montrent l'existence de coïncidences vraies sur une base de 600 m et de 1 km.

1. **Introduction.** — Dans une Note récente (1), nous avons donné une brève description d'un dispositif utilisant une liaison radioélectrique, destiné à sélectionner des coïncidences entre compteurs éloignés. Un tel dispositif a été mis au point dans le but particulier d'effectuer des mesures concernant les gerbes atmosphériques de très grande envergure (2).

La liaison par câble, seule employée jusqu'à présent, entre compteurs éloignés, peut être réalisée d'une façon relativement aisée jusqu'à des distances de quelques centaines de mètres. Mais, dès que cette distance devient notablement plus grande, une telle liaison pose des problèmes d'ordre électrique et mécanique que seule une transmission radioélectrique permet de surmonter sans grandes difficultés.

Examinons sommairement quelques aspects du problème. Envisageons d'abord le cas le plus simple de deux stations, comprenant chacune un seul compteur. Pour étudier les coïncidences entre les impulsions provenant de ces compteurs, deux solutions sont à envisager, suivant que le dispositif de coïncidences est situé en dehors des stations, ou à l'une d'entre elles.

(1) *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 503.
(2) A. Rogozinski, *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 328.

Dans la première solution, chaque compteur est associé à un émetteur, fonctionnant sur une longueur d'onde bien déterminée. Dans le cas où il est possible de rendre l'émission suffisamment directive, les deux émetteurs pourraient fonctionner sur la même longueur d'onde. Sinon, les deux longueurs d'onde devraient être différentes. Le dispositif de coïncidence sera actionné par deux récepteurs détectant les signaux provenant respectivement de chaque station. Cette solution est susceptible d'être généralisée à un nombre quelconque de stations.

La seconde solution permet de simplifier le dispositif, par la suppression de l'un des émetteurs, ainsi que du récepteur correspondant. C'est cette solution que nous avons adoptée dans la première phase de nos recherches sur les gerbes atmosphériques.

En fait, on ne peut se borner au cas simple envisagé, car la fréquence très faible des phénomènes étudiés exige un nombre important de compteurs en coïncidence. De plus, l'intérêt d'étudier simultanément des gerbes de densité plus ou moins grande conduit à utiliser un dispositif à coïncidences multiples. A cet égard, le dispositif fondé sur le prin-

cipe du « Groupe-Maître » (³) se prête bien au but recherché : il permet d'accroître dans une proportion considérable le nombre de coïncidences susceptibles d'être enregistrées en un temps déterminé.

Dans le présent travail, nous donnons une description détaillée du dispositif, réalisé sur ce principe, et dans lequel l'émetteur est associé au groupe des compteurs maîtres et le récepteur au groupe des compteurs analyseurs.

Enfin, pour que le rapport entre les coïncidences fortuites et les coïncidences vraies devienne acceptable, le temps de résolution des circuits de coïncidences a été réduit au minimum, compatible avec l'emploi des compteurs G. M. du type utilisé; ce temps minimum a été déterminé dans une étude préalable, qui fera l'objet d'une publication ultérieure.

2. **Choix de la longueur d'onde et de la bande passante de l'émission radioélectrique.** — Ce sont la bande passante et la portée de l'émetteur, de même que des considérations concernant l'encombrement du matériel nécessaire, qui déterminent principalement le choix de la longueur d'onde. De plus, ce choix doit être en accord avec les réglements administratifs régissant l'emploi des émissions radioélectriques. Seule l'utilisation d'ondes centimétriques est exempte de telles restrictions. Enfin, une autre considération entre en ligne de compte dans ce choix : celle de l'indépendance de la réception vis-à-vis d'une émission brouilleuse. Cette dernière condition peut, en particulier, être satisfaite en rendant l'émission suffisamment directive.

En ce qui concerne la bande passante, elle est conditionnée par la forme du signal de modulation, qui provient, à l'origine, des compteurs G. M. Étant donné la faible valeur du temps de résolution ($< 1\ \mu$s), imposée par la nature des mesures, l'émission doit être capable de transmettre des phénomènes transitoires rapides de l'ordre de $0{,}1\ \mu$s. La largeur de la bande passante correspondante doit donc être au moins égale à 4 Mc : s.

D'autre part, l'émission doit assurer la liaison entre les stations, lorsque la distance qui les sépare est comprise entre une cinquantaine de mètres et plusieurs kilomètres. Ce problème se résout sans difficulté par l'emploi d'un émetteur de faible puissance, fonctionnant sur une longueur d'onde décamétrique ou inférieure.

Les diverses conditions examinées, concernant la bande passante et la portée de l'émetteur, ainsi que l'indépendance de la réception vis-à-vis d'une émission brouilleuse, se trouveront réalisées, si l'on a recours à une liaison fonctionnant sur ondes centimétriques. Aussi, avons-nous choisi une longueur d'onde comprise dans la bande usuelle des 3 cm.

(³) A. Rogozinski, *Ann. Phys.*, 1945, **20**, 391.

Le dispositif ainsi réalisé peut fonctionner indifféremment en plaine ou en montagne. Cependant, les aériens de l'émetteur et du récepteur correspondant doivent être placés en vision directe (⁴).

3. **Description du dispositif. Cas simple.** — Pour faciliter la description du dispositif utilisé, reprenons le cas de deux stations E et R, pourvues, chacune, d'un seul compteur G. M. Tous les circuits partiels, qui y sont associés, se retrouvent, d'ailleurs, dans le dispositif complet.

A. *Principe.* — Le problème consiste à sélectionner les coïncidences entre les décharges du compteur placé à la station émettrice E et les

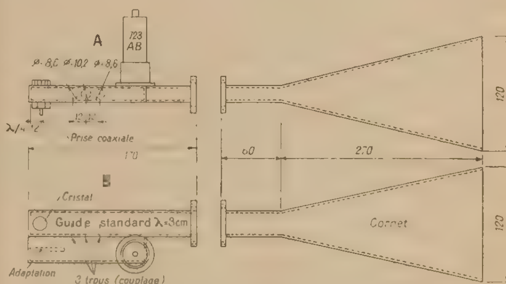


Fig. 1 — Tête haute-fréquence de réception.

Une vue de côté (A) et une vue de dessus (B) montrent la disposition des éléments de la tête haute-fréquence du récepteur. Sur la figure B, en particulier, on distingue le guide d'ondes principal et le guide d'ondes auxiliaire qui, couplé au premier par les trois trous d'un coupleur directionnel, alimente le cristal sur lequel se fait le changement de fréquence.

Le cornet du récepteur, figurant sur les dessins A et B, est identique au cornet d'émission.

décharges du compteur « local » de la station réceptrice R. Le schéma de principe du dispositif correspondant est celui de la figure 3, qui ne comprendrait, cependant, qu'un seul compteur à chaque station E et R.

Les impulsions délivrées par chaque compteur sont amplifiées et mises en forme par un préamplificateur.

A la station E, l'impulsion déclenche un monovibrateur dont le signal, de forme bien déterminée, module l'émetteur.

A la station R, un récepteur démodule le signal qui lui parvient. Le signal démodulé est ensuite mis en forme et appliqué au circuit de coïncidence. Le signal provenant du compteur local est envoyé dans le même circuit de coïncidence, après avoir été retardé, dans un circuit approprié, d'une quantité

(⁴) Dans le cas où il n'est pas possible de le faire, il convient d'avoir recours à un ensemble qui n'est pas sujet à une telle restriction. Nous avons mis au point, dans ce but, un dispositif fonctionnant sur 5 Mc : s.

égale au temps de propagation du premier signal entre les deux stations E et R.

B. *Émetteur.* — L'émetteur est constitué essentiellement par un klystron reflex 723 A-B, accordé sur une fréquence f voisine de 10 000 Mc : s, alimentant un guide d'ondes terminé par un cornet. En l'absence de la modulation, le klystron est au repos. Son oscillation est provoquée par le signal rectangulaire, délivré par le modulateur, décrit plus loin, et appliqué sur l'anode réflectrice du klystron. La puissance rayonnée est de 30 mW environ. Les dimensions du cornet, indiquées sur la figure 1, et la sensibilité du récepteur utilisé permettent de réaliser une portée de l'ordre de 20 km, suffisante pour nos recherches actuelles.

C. *Récepteur.* — La partie haute-fréquence du récepteur est constituée par un cornet, identique à celui de l'émetteur, alimentant le guide d'ondes principal, dans lequel se trouve placé le cristal détecteur (*fig.* 1). L'oscillateur local, un klystron 723 A-B, est accordé sur la fréquence $f + 30$ Mc : s et rayonne dans un guide auxiliaire adapté. Il est couplé au guide d'ondes principal par un coupleur directionnel à trois trous, de sorte que les ondes locales ne se propagent que dans la direction du cristal détecteur et avec l'affaiblissement désiré; c'est aux bornes de ce cristal que le préamplificateur moyenne fréquence recueille le signal. L'ensemble, constitué par le préamplificateur et l'amplificateur moyenne fréquence, est accordé sur 30 Mc : s. Son gain total est de l'ordre de 100 db et sa bande passante de 6 Mc : s environ. On a choisi une bande passante plus large qu'il n'était nécessaire, afin d'éviter l'emploi d'un contrôle automatique de fréquence.

Après amplification, le signal moyenne fréquence est détecté et le signal détecté déclenche un monovibrateur du type rapide, décrit plus loin, qui le met en forme. Le signal rectangulaire, délivré par le monovibrateur, a une durée qui peut être réglée à volonté entre 0,3 et 5 μs. Ce signal est finalement appliqué au circuit de coïncidences.

D. *Circuit de coïncidences.* — Le circuit employé est un circuit de Rossi. Pour les applications envisagées, le temps de résolution du dispositif doit être réduit dans la mesure du possible. Toutefois, sa valeur minimum est moins déterminée par les circuits électroniques que par les retards intrinsèques de réponse des compteurs G. M.

Une étude particulière des retards relatifs entre les impulsions, provenant de plusieurs compteurs déchargées par la même particule ionisante, nous a montré que 90 pour 100 de ces impulsions présentaient entre elles des retards compris dans une bande ayant une largeur de 0,4 μs. Cette valeur n'est naturellement valable que pour le type de compteurs utilisés.

Nous avons adopté comme temps de résolution $\tau = 0{,}5\ \mu$s, estimant comme acceptable la faible perte d'efficacité qui résulte de ce choix. Un tel temps de résolution a été obtenu, en donnant aux signaux appliqués au circuit de coïncidences une forme convenable et à la constante de temps du circuit plaque de Rossi une valeur de 0,6 μs.

On trouvera, dans le travail de M. G. Valladas ([5]), une discussion détaillée de l'influence de ces facteurs sur le temps de résolution.

La valeur de τ peut être réglée entre 0,12 et 5 μs, en agissant sur la durée du signal provenant du compteur éloigné (à l'aide du circuit de mise en forme, signalé précédemment), le signal provenant du compteur local conservant toujours une durée de 0,3 μs.

E. *Préamplificateur des compteurs G. M.* — Comme nous l'avons vu, chaque compteur G. M. est suivi d'un préamplificateur, fixé directement sur lui.

L'emploi du préamplificateur répond aux deux buts suivants :

1° augmenter la sensibilité des circuits de coïncidences;

2° mettre en forme les impulsions des compteurs.

Chaque préamplificateur comporte deux étages d'amplification, équipés de pentodes 6 AH 6 (*voir* schéma d'ensemble, *fig.* 4). L'effet de self, dû à une surcompensation de la charge du premier étage, provoque une surtension de forme pratiquement invariable, dès que l'impulsion du compteur dépasse un certain seuil. Cette surtension est seule amplifiée par le second étage, dont la lampe, normalement polarisée au delà du cut-off, fonctionne avec une faible charge de plaque (200 Ω). L'impulsion, dont l'amplitude est alors égale à 5 V et la durée à 0,3 μs, est transmise au préamplificateur par l'intermédiaire d'un câble à plusieurs conducteurs, lequel amène, par ailleurs, toutes les tensions d'alimentation.

F. *Monovibrateur.* — Ce circuit est employé à diverses reprises dans l'appareillage décrit. Déclenché par une impulsion dont l'amplitude doit être supérieure à 5 V, il délivre un signal rectangulaire, de forme et de durée bien déterminées. Deux variantes du montage classique à réaction plaque-grille ont été mises au point.

Un monovibrateur rapide (*fig.* 2) délivre un signal dont les fronts ont des pentes de l'ordre de $6 \cdot 10^8$ V : s, sensiblement indépendantes de la durée totale du signal. Cette durée est déterminée par la constante de temps $(R'_g + R_p)\,C$, à condition que $R_g C' \gg (R'_g + R_p)\,C$. Elle varie de 0,3 à 12 μs, lorsqu'on fait varier R'_g de 4,5 à 200 kΩ.

Un monovibrateur d'enregistrement (*voir* schéma

([5]) *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 53 A.

d'ensemble, *fig.* 5) provoque l'allumage d'une lampe à néon dont l'éclair doit avoir une durée excédant 1 ms pour être enregistré aisément. Cet éclair est photographié et indique une coïncidence.

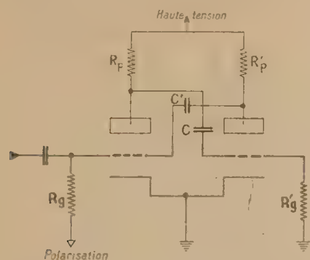


Fig. 2. — Monovibrateur rapide.

Le circuit temporisateur est constitué par les résistances ($R_g + R_f$), en série avec la capacité C. La durée du signal rectangulaire peut être rendue variable, entre certaines limites, en agissant sur la valeur de R'_g.

G. *Circuit de retard.* — Ce circuit est destiné à compenser le retard t_r subi par le signal provenant du compteur éloigné, lors de sa propagation vers la station réceptrice R : cette compensation est obtenue en retardant d'une valeur égale le signal provenant du compteur local. Ainsi, en cas de décharge simultanée des deux compteurs, leurs impulsions respectives se présenteront simultanément à l'entrée du circuit de coïncidences, situé à la station réceptrice. Le circuit de retard (*voir* le schéma d'ensemble, *fig.* 5) se compose, d'une part, d'un monovibrateur rapide dont la durée, ajustable, du signal négatif qu'il délivre est rendue égale à t_r et, d'autre part, d'un étage de dérivation et d'amplification. Ce dernier étage amplifie seulement le signal positif résultant de la dérivation du signal rectangulaire fourni par le monovibrateur. La forme du signal dérivé reste invariable, quelle que soit la valeur de t_r. Après amplification, le signal dérivé a une amplitude d'une vingtaine de volts et une durée, à la base, de $0{,}3\,\mu$s. Il est appliqué au circuit de coïncidence dont la lampe correspondante est bloquée par une polarisation grille de 4,5 V, soit environ le cinquième de l'amplitude du signal délivré dont l'effet devient comparable à celui d'une impulsion légèrement trapézoïdale.

H. *Modulateur.* — Rappelons que le klystron oscille pendant la modulation. La tension de l'anode réflectrice, à laquelle est appliqué le signal de modulation, doit demeurer, pendant la durée de l'oscillation, aussi constante que possible, afin d'éviter toute modulation parasite de fréquence. C'est pourquoi, après un monovibrateur rapide, le modulateur comporte un étage d'amplification saturé (*voir* schéma d'ensemble, *fig.* 4).

4. **Description du dispositif utilisé.** — Rappelons d'abord brièvement les propriétés essentielles de la méthode du Groupe Maître :

Les impulsions provenant des compteurs analyseurs ne peuvent être transmises par les circuits associés que si elles se produisent simultanément avec une impulsion provenant des compteurs maîtres. Ce n'est que lorsqu'une telle coïncidence se produit que l'impulsion d'un compteur analyseur peut se traduire par un signal, qui, dans le cas présent, est l'éclair d'une lampe à néon. Tous ces éclairs sont enregistrés sur un film dont le dépouillement fait connaître les compteurs analyseurs, quel qu'en soit le nombre, qui ont été déchargés, simultanément, en coïncidence avec les compteurs maîtres.

Dans le dispositif réalisé, le compteur unique de

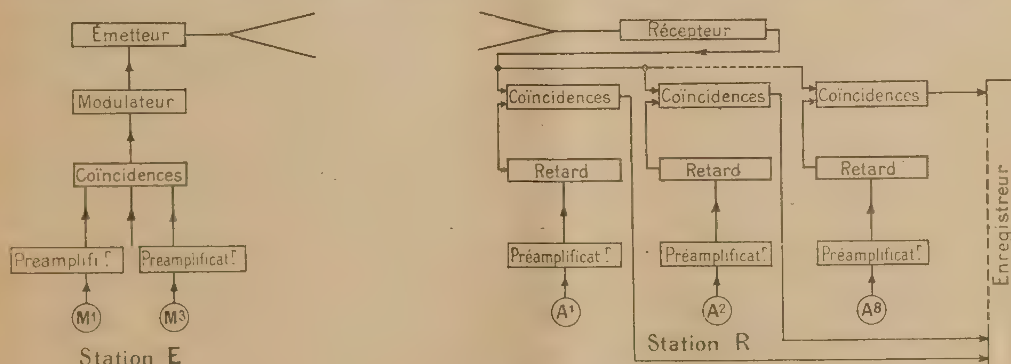


Fig. 3. — Schéma de principe du dispositif.

A la station E, le signal maître, délivré par le circuit à coïncidences triples, module l'émetteur. Le récepteur de la station R reçoit, amplifie et démodule le signal maître. Après mise en forme, le signal démodulé débloque les huit circuits analyseurs, permettant ainsi aux signaux analyseurs, en coïncidence avec lui, d'être enregistrés.

Dans chaque circuit analyseur, un circuit de retard permet de compenser le retard subi par le signal maître, lors de sa propagation entre les deux stations.

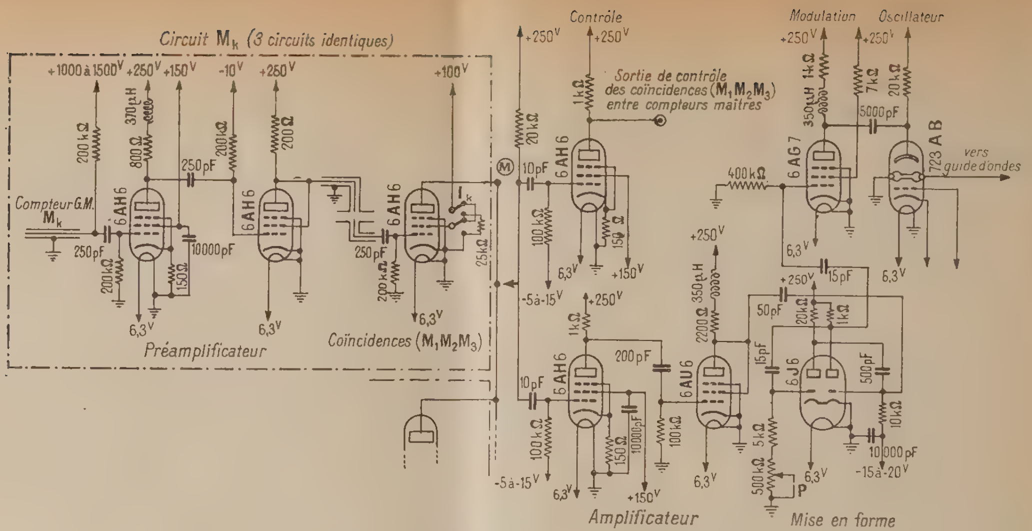


Fig. 4. — Schéma des circuits de la station E.

Le circuit maître comprend trois circuits identiques M_k ($k = 1, 2, 3$) comportant, chacun, un préamplificateur et une lampe de coïncidence. L'interrupteur I_k permet de supprimer du circuit de coïncidence le compteur M_k, en bloquant la lampe de coïncidence correspondante.

Le signal maître M est amplifié, mis en forme (la durée du signal est fixée par le potentiomètre P) et module finalement l'émetteur. Un étage de contrôle permet de vérifier la bonne marche de l'ensemble du circuit maître.

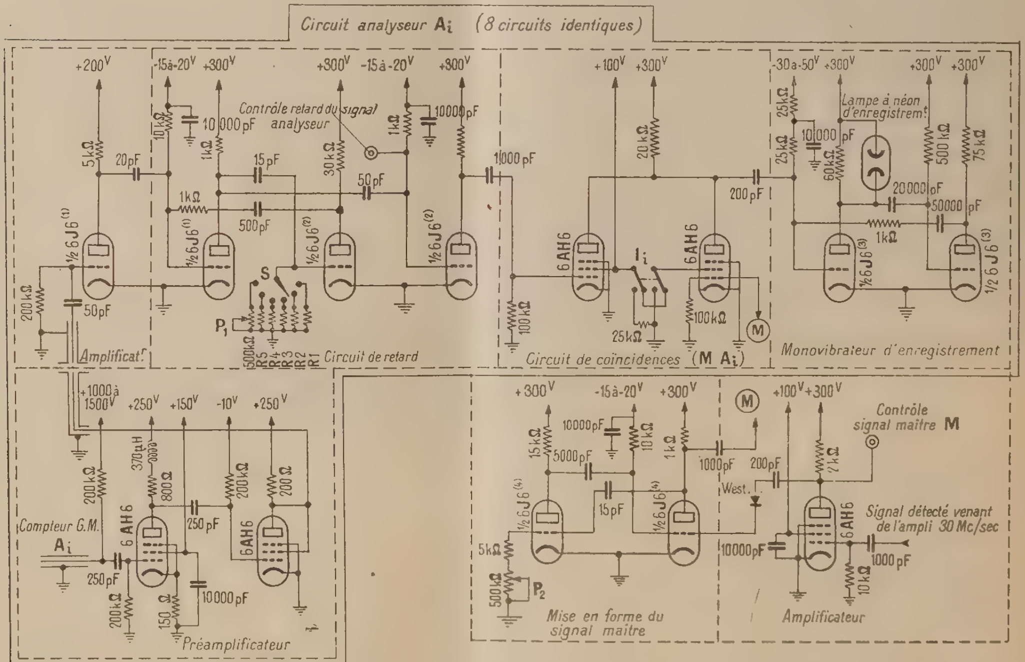


Fig. 5. — Schéma des circuits de la station R.

Le récepteur, du type superhétérodyne, n'est pas représenté sur ce schéma. A la sortie du récepteur, le signal M est mis en forme, sa durée pouvant être ajustée par le potentiomètre P_2; le signal maître négatif est alors envoyé dans chacun des circuits de coïncidences $(M, A_i)_{i=1}^{i=8}$ dont il bloque la lampe de Rossi correspondante (l'interrupteur I_i permet, d'ailleurs, dans un but de contrôle de tout le circuit analyseur, de bloquer artificiellement cette lampe en mettant son écran à la masse). Le signal maître commande ainsi le passage du signal analyseur vers l'enregistreur. Au préalable, le signal analyseur a subi un retard, fixé par la position du potentiomètre P_1. Huit circuits identiques A_i, comprenant chacun un préamplificateur, un amplificateur, un circuit de retard, un circuit de coïncidence et un monovibrateur d'enregistrement, composent avec le circuit maître, situé à la station E, l'ensemble du dispositif à coïncidences multiples, ou « Groupe Maître ».

chaque station est remplacé par des groupes de compteurs, le groupe des compteurs maîtres étant disposé à la station E et le groupe des compteurs analyseurs à la station R (*fig.* 3). Le circuit maître (*voir* schéma d'ensemble, *fig.* 4) est un circuit à coïncidences triples dont le signal est transmis à la station R.

Le groupe analyseur est composé de huit compteurs; chaque compteur commande un circuit analyseur comprenant : un préamplificateur, un circuit de retard, un circuit à coïncidences doubles et un monovibrateur d'enregistrement (*fig.* 5). L'ensemble des huit circuits de coïncidence doubles n'est débloqué que par le signal maître. Celui-ci, symbolisé par la lettre M, peut représenter, suivant les cas, une coïncidence triple, double ou une impulsion simple provenant d'un seul compteur maître. L'enregistrement ainsi obtenu permet de dénombrer les coïncidences entre M, d'une part, et toutes les combinaisons des impulsions provenant des huit compteurs analyseurs, d'autre part.

Les circuits partiels utilisés dans ce dispositif sont identiques à ceux décrits dans le paragraphe 3. Signalons, cependant, que le modulateur est maintenant précédé de deux étages d'amplification, qui définissent le front de montée du signal maître avec une précision supérieure à 0,1 μs.

5. **Premiers résultats.** — Le tableau résume les premiers résultats obtenus à basse altitude pendant 123 h d'enregistrement à l'aide de l'appareillage décrit. Le dispositif particulier utilisé est schématisé par la figure 6, où la disposition des compteurs est apparente.

Signalons, en outre, qu'un certain nombre de mesures ont été effectuées sur une base de 1 km, où quelques rares coïncidences vraies ont été observées; mais ces mesures n'ont pas été poursuivies, car l'un des groupes de compteurs n'a pu être disposé sous une couche absorbante suffisamment réduite.

Au cours d'un fonctionnement continu de plusieurs semaines, nous avons pu contrôler la bonne marche du dispositif décrit.

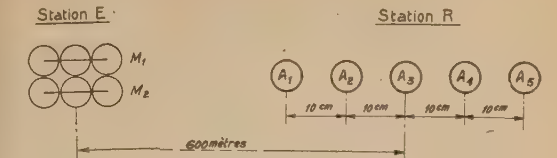


Fig. 6. — Disposition schématique des compteurs.

La surface utile de chacun des deux plateaux M_1 et M_2 du Groupe Maître et de chacun des compteurs analyseurs A est respectivement égale à 1500 et 250 cm².

TABLEAU.

Résultats pour une distance de 600 m *entre les stations* E *et* R (*fig.* 6).

La fréquence des impulsions délivrées par chacun des compteurs analyseurs A est de 550 par minute, celle des coïncidences $M = M_1 M_2$ du groupe maître de 900 par minute. Les symboles $M[A]^n$, où $n = 1, 2, \ldots, 5$, représentent les coïncidences entre le signal M, d'une part, et *au moins n* compteurs quelconques parmi les cinq compteurs analyseurs A utilisés, d'autre part. Dans les fréquences indiquées, on a déjà tenu compte des coïncidences fortuites pour chaque type de coïncidences.

	$M[A]$.	$M[A]^2$.	$M[A]^3$.	$M[A]^4$.	$M[A]^5$.
Nombre total de coïncidences..	173	18	8	5	1
Coïncidences par 24 h.........	33,6	3,6	1,6	1	0,2

Nous tenons à remercier M. P. Goujon pour son concours actif dans la construction et la mise au point des différents circuits que comporte ce dispositif.

Manuscrit reçu le 20 juin 1951.

ÉTUDE DES PHOTOÉLECTRONS DANS LES PLAQUES PHOTOGRAPHIQUES SPÉCIALES POUR ÉTUDES NUCLÉAIRES

Par J. M. BLUM.
Laboratoire de Chimie-Physique, Faculté des Sciences, Paris.

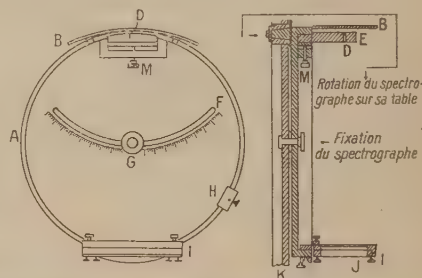
Sommaire. — J'ai recherché les conditions nécessaires pour étudier systématiquement les photoélectrons produits dans les plaques nucléaires par un rayonnement X rigoureusement monochromatique. On donne ici la courbe Parcours-Énergie des électrons dans l'émulsion et une étude des rendements en photoélectrons des différentes couches atomiques du brome et de l'argent.

Introduction. — J'ai entrepris l'étude des photoélectrons émis dans les plaques photographiques par l'action de rayons X monochromatiques; cette technique nouvelle doit permettre de compléter les résultats déjà obtenus, mais avec difficulté, avec la chambre de Wilson.

L'étude des photoélectrons est maintenant facilitée par les progrès faits depuis quelques années dans la fabrication et le traitement de plaques photographiques spéciales dites plaques nucléaires; en effet, nous sommes maintenant en possession d'émulsions permettant de matérialiser, par une succession de grains d'argent, la trajectoire de n'importe quelle particule ionisante, quelle que soit sa masse et jusqu'à des énergies très faibles. De plus, il est actuellement possible « d'effacer » les plaques, c'est-à-dire de supprimer toutes les traces latentes enregistrées par les plaques avant le moment de leur utilisation [1].

Dispositif expérimental. — Pour obtenir un rayonnement excitateur absolument monochromatique, j'ai utilisé un spectrographe à cristal courbé de Mlle Y. Cauchois [2] (*fig.* 1) travaillant par transmission, placé devant la fenêtre d'un tube à rayons X démontable pouvant fonctionner sous 125 000 V avec une intensité de 15 mA. Les plaques nucléaires étaient mises à la place des plaques ordinaires dans le châssis et exposées. Elles étaient alors immédiatement développées dans un révélateur à l'amidol avec variation de température [3]; elles furent ensuite examinées au microscope avec un très fort grossissement (de l'ordre de 2 500 à 3 000).

Un certain nombre de précautions doivent être prises lors de ces manipulations; pendant l'exposition aux rayons X, il faut éviter soigneusement tout rayonnement diffusé ainsi que le rayonnement de longueur d'onde multiple, se réfléchissant sous le même angle de Bragg, à l'aide de caches de plomb et de filtres; le temps de pose doit être déterminé expérimentalement avec une assez grande précision, car s'il est trop faible on ne peut distinguer la raie spectrale avec sûreté et s'il est trop grand, l'enchevêtrement des traces est inextricable.



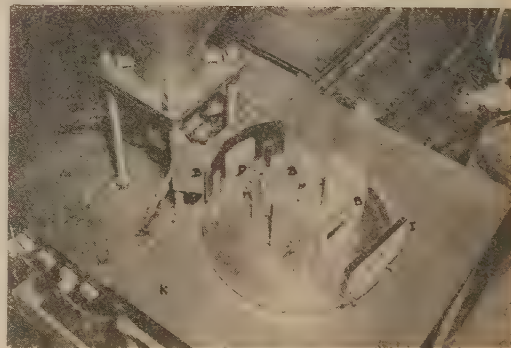


Fig. 1. — *Spectrographe à rayons X* utilisant des lames cristallines courbées, par transmission. (Schéma du principe de la construction [2 *bis*].)

A gauche : projection horizontale.

A droite : projection verticale (coupe suivant DG).

A, cercle de focalisation; B, écran de Pb; D, porte cristal amovible; E, lame cristalline; F, graduation indiquant la position du spectrographe; H, Viseur à pointe pour les réglages; I, châssis photographique mobile amovible; J, plaque photographique; K, table portant l'appareil.

Généralités théoriques. — Les quanta X incidents ayant une énergie $h\nu_X$, les photoélectrons de première espèce ont une énergie $E_i = h\nu_X - h\nu_i$,

$h\nu_i$ étant l'énergie d'extraction des électrons hors de la couche i de l'un des atomes constituant l'émulsion. Ainsi, avec une seule énergie incidente bien déterminée nous pouvons avoir un spectre d'énergie pour les photoélectrons; en fait, nous ne pouvons distinguer que cinq groupes :

Quatre proviennent des couches K et L du brome et de l'argent, le cinquième est formé des électrons extraits des couches externes de ces deux éléments, des différentes couches des éléments légers formant la gélatine ou des bandes de conductibilité.

Il y a également des photoélectrons de deuxième espèce que l'on appelle plus couramment photoélectrons Auger [4] provenant du réarrangement sans rayonnement de l'atome perturbé par l'extraction d'un photoélectron .

Prenons un exemple : Un photoélectron est éjecté hors de la couche K, un électron L_1 peut venir remplir la place laissée vacante à ce moment; la transition $L_1 - K$ est interdite avec rayonnement; mais l'énergie $h\nu_K - h\nu_{L_1}$ est alors libérée et peut servir à expulser un troisième électron, par exemple un électron M_{III} qui quittera l'atome avec une énergie $h\nu_K - h\nu_{L_1} - h\nu_{M_{III}}$.

Les différentes combinaisons possibles nous donnent ainsi des groupes de photoélectrons Auger d'énergie comprise entre

$$h\nu_K - h\nu_{L_1} - \varepsilon \quad \text{et} \quad h\nu_K - 2h\nu_{L_1},$$
$$h\nu_{L_1} - h\nu_{L_{II}} - \varepsilon \quad \text{et} \quad h\nu_{L_1} - 2h\nu_{M_1},$$
. . . .

ε correspondant à l'énergie d'extraction d'un électron hors de la couche externe.

L'énergie $h\nu_i - h\nu_j$ libérée lors du réarrangement peut aussi être celle d'un photon (dit de fluorescence); et celui-ci peut être réabsorbé par un atome voisin pour donner un autre photoélectron; la probabilité de ce phénomène est faible [6].

Résultats. — Les résultats obtenus peuvent être ainsi classés : établissement de la courbe parcours-énergie des photoélectrons, estimation des rendements en photoélectrons, détermination du nombre de grains le long des trajectoires.

Pour la courbe parcours-énergie, j'ai étudié les photoélectrons émis par les rayonnements monochromatiques suivants :

$K\alpha_1\alpha_2$ et $K\beta_1$ de l'argent [7], $K\alpha_2$ et $K\beta_1$ du molybdène avec des plaques Kodak NT 2 *a* et le rayonnement $K\alpha_2$ du tungstène avec des plaques Ilford G5.

TABLEAU I.

Origine.	$h\nu_X$ (keV).	Nombre de traces.	Couche excitée.	E. (keV).	L. (μ)	Pour-cent expérimental.	Pour-cent calculé.	σ.	Écart
			BrK	8,5	2,2	–	–	–	–
Ag$K\alpha_{1-2}$	22	122	AgL	18,5	3,7	–	–	–	–
			Externe	20,5 à 22	6,6	–	–	–	–
			BrK	11,5	2,9	–	–	–	–
Ag$K\beta_1$	25	68	AgL	21,5	4,7	–	–	–	–
			Externe	23,5 à 25	–	–	–	–	–
Mo$K\alpha_2$	17,5	106	AgL	14	1,8	–	–	–	–
			Externe	16 à 17,5	3,5	–	–	–	–
Mo$K\beta_1$	19,5	172	AgL	16	3,2	–	–	–	.
			Externe	18 à 19,5	5,9	–			–
			AgK	33,5	7,4	64,5	67,2	2	—2,3
			BrK	45,5	12	18,2	18,9	1,6	—0,7
W$K\alpha_2$	59	1836	AgL	55,5	16,2	11,0	9,1	1,5	+1,9
			BrL	57,5	19,2	4,0	2,5	1	+1,5
			Externe	59	22	2,2	2,6	1	—0,4

Les résultats sont portés dans le tableau I où sont données les longueurs des traces des photoélectrons de différentes énergies suivant leur origine. Les longueurs sont ici les longueurs réelles, compte tenu de la contraction de la gélatine et du rapport 0,82 existant entre le parcours projeté et le parcours moyen [5], ce qui amène à un rapport de 1,47 entre les longueurs réelles et les longueurs mesurées. La figure 2 représente la relation entre les parcours réels et l'énergie des photoélectrons; sur cette courbe ont également été portés les résultats obtenus par B. Zajac et M. A. S. Ross [8] et par G. Albouy et J. Teillac [9], ainsi que les valeurs calculées par R. H. Hertz [10]; on voit qu'entre 30 et 100 keV

on peut pratiquement la confondre avec la droite d'équation

$$0{,}60 \log L = \log E - 1,$$

les longueurs L étant exprimées en microns et les énergies E en kiloélectron-volts.

On peut admettre sur la position des différents points une précision de $\pm 0{,}5\,\mu$.

Afin d'étudier les rendements en photoélectrons, nous avons pris de grandes précautions pour impressionner une plaque. Nous avons choisi une plaque venant d'être coulée, nous l'avons effacée et nous

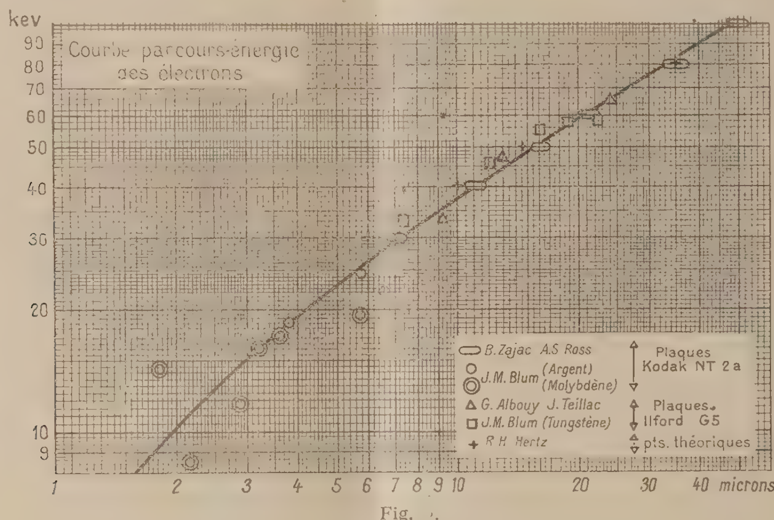


Fig. 2.

Note à la correction : Les deux points à 80 keV sont à reporter de 35 μ à 32,5 μ et ceux à 8,5 et 12 keV sont relatifs à l'argent et au molybdène.

l'avons immédiatement irradiée en filtrant avec de l'étain le rayonnement $K\alpha_2$ du tungstène de manière à éliminer le rayonnement de longueur d'onde double, réfléchi en premier ordre, alors que l'on opérait en deuxième ordre; ensuite cette plaque fut développée très soigneusement (« développement à tempéra-

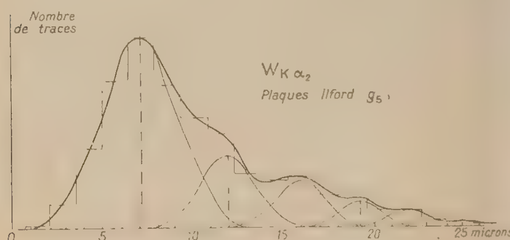


Fig. 3.

ture »). Sur cette plaque, nous avons mesuré 826 trajectoires; la figure 3 représente le nombre de trajectoires en fonction de leur longueur; cette courbe peut être décomposée en cinq courbes partielles qui suivent la loi de Gauss. Les rapports des surfaces des différentes courbes sont indiqués dans le tableau I où l'avant-dernière colonne indique l'écart type des courbes partielles et la dernière colonne l'écart entre l'expérience (colonne pour-cent expérimental) et les valeurs calculées [11] (colonne pour-cent calculé), ces dernières ont été corrigées de l'erreur due à la présence de photoélectrons provenant de la réabsorption du rayonnement de fluorescence. On voit que l'accord est très bon entre la théorie et l'expérience.

De plus, je trouve que 10,5 pour 100 des trajectoires sont associées avec des électrons Auger; ce nombre est aussi en accord avec la théorie.

J'ai également mesuré le nombre de grains d'argent formant les trajectoires dans les plaques Ilford G5 et j'ai trouvé qu'entre 3 et 15 μ le nombre de grains d'argent est égal à la longueur des traces exprimée en microns.

Conclusion. — Nous avons exposé le principe d'une méthode permettant d'étudier certaines propriétés des photoélectrons, propriétés qui ne pourraient être étudiées qu'avec de grandes difficultés à la chambre de Wilson. J'ai établi la courbe parcours-énergie des électrons dans les plaques nucléaires, courbe qui peut rendre de grands services aux personnes étudiant les radioactivités β.

Actuellement je poursuis les recherches sur les corrélations angulaires que peuvent présenter les photoélectrons excités par des rayons X monochromatiques. Les mesures sont difficiles à cause de la faible longueur des trajectoires des électrons; ceux-ci sortant de l'atome avec une très faible vitesse, elles sont fortement courbées.

Ce travail a été effectué au laboratoire de Chimie-Physique.

Je ne saurais manquer d'exprimer à Mlle Cauchois, directrice du Service et à M. Bauer, directeur du Laboratoire, toute ma reconnaissance pour l'actif intérêt qu'ils n'ont cessé de manifester envers ces recherches.

Je dois, en outre, remercier Mlle Albouy, MM. Morand et Cüer pour les nombreux conseils qu'ils n'ont cessé de me prodiguer.

Manuscrit reçu le 21 mai 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] ALBOUY G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1351.
[2] CAUCHOIS Y. — *Thèse, Ann. de Physique*, 1934, **11**, 315.
[2 *bis*] HULUBEI H. et CAUCHOIS Y. — *Disq. Mat. Phys.*, 1940, **1**, 142.
[3] DILWORTH C. C., OCCHIALINI G. VERMAESEN L. — *Bull. Centre Phys. Nucl.*, Bruxelles.
[4] AUGER P. — *J. Physique Rad.*, 1925, **6**, 205.
[5] TSIEN S. T., MARTY C. et DREYFUS B., *J. Physique Rad.*, 1947, **8**, 269.
[6] TELLEZ-PLASENCIA H. et THÉRON P. — *Sc. et Ind. Phot.*, 1950, **10**, 361.
[7] BLUM J. M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 918.
[8] ZAJAC B. ROSS M. A. S. — *Nature*, 1949, **164**, 311.
[9] ALBOUY G., FARAGGI H., RIOU M. et TEILLAC J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **229**, 435.
[9 *bis*] ALBOUY G. et TEILLAC J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 945; *ibid.*, 1951, **232**, 326.
[10] HERTZ R. H. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 478.
[11] TELLEZ-PLASENCIA H. — *J. Phys. Rad.*, 1949, **10**, 14.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 12, NOVEMBRE 1951, PAGE 863.

INTERACTION ENTRE MATIÈRE ET RAYONNEMENT AU VOISINAGE DE LA RÉSONANCE OPTIQUE

Par S. KICHENASSAMY.
Institut Henri Poincaré, Faculté des Sciences, Paris.

SOMMAIRE. — On propose une nouvelle interprétation du terme quadratique en potentiel vecteur de l'expression non relativiste de l'Hamiltonien d'interaction du système (électron + rayonnement) et l'on montre que cela permet de prévoir théoriquement les résultats expérimentaux de M. Lennuier obtenus en diffusion au voisinage de la résonance optique.

1. La théorie quantique de la diffusion est faite en adoptant pour hamiltonien d'interaction du système (électron + rayonnement) l'expression

$$\frac{e}{mc}\left[(\vec{p}\cdot\vec{A}) - \frac{e}{2c}A^2\right]. \qquad (1)$$

A cette approximation newtonienne, bien légitime d'ailleurs, et suivant l'interprétation adoptée par M. Heitler, le terme linéaire en potentiel vecteur A rend compte des transitions mettant en jeu deux quanta avec passage par un état intermédiaire, celui-ci différant des états initial et final par suite de l'absorption ou de l'émission d'un quantum, tandis que le terme quadratique en A se rapporte aux transitions directes pour lesquelles le nombre des quanta varie de deux.

Or, dans la théorie rigoureuse relativiste, l'hamiltonien d'interaction étant essentiellement linéaire en A, « il ne peut y avoir de transition directe du photon d'une onde plane à une autre onde plane par interaction avec la matière ». Le terme quadratique doit donc être interprété autrement : il correspond encore à des transitions mettant en jeu deux quanta « à la fois »; mais cette dernière expression doit être comprise, compte tenu de la 4e relation d'incertitude, c'est-à-dire que le processus global peut être décomposé en deux autres « simultanés », chacun d'eux ne mettant en jeu cette fois qu'un seul quantum, et implique le passage par un état intermédiaire virtuel, au sens de la Mécanique ondulatoire, ces états pouvant être des états stationnaires dans le cas d'un électron soumis à un champ permanent ou des états d'énergie négative dans le cas d'un électron libre; nous pensons, en outre, qu'il faut distinguer le processus correspondant au terme quadratique en A de celui correspondant au terme linéaire en liant cette « simultanéité » à une complète indépendance des processus composants et, par suite, à l'incohérence éventuelle des ondes incidente et diffusée; nous aurons d'ailleurs l'occasion de remarquer que, dans le cas du scattering dû au terme linéaire en A, les

processus composants dépendent l'un de l'autre.

Nous voulons essayer de justifier cette façon de voir en remarquant que, s'il est permis en diffusion optique de supposer que les dimensions du système atomique en interaction sont très petites par rapport à la longueur d'onde incidente de façon que les variations de la phase dans l'expression du potentie, vecteur soient négligeables à l'intérieur de l'atomel il ne l'est pas entièrement, et que précisément les processus « simultanés » ont la prétention de tenir compte des déphasages éventuels.

Dès lors, nous admettrons même dans l'hamiltonien relativiste l'existence d'un terme qui ne peut être explicité et qui correspondrait au terme en A^2 de l'approximation newtonienne.

2. D'autre part, un raisonnement classique [1] qui assimile l'électron dans l'atome à un oscillateur à liaison élastique nous apprend que les modifications des relations de phase ne sont appréciables qu'au voisinage de la résonance. Aussi pensons-nous que c'est pourquoi il a été possible de trouver satisfaisantes, quant à la diffusion loin de la résonance, aussi bien les méthodes qui ne font pas intervenir le terme en A^2 que celles qui l'utilisent, théoriquement il est vrai.

Mais au voisinage de la résonance la situation est différente : les déphasages interviennent d'une façon plus importante et, dans ce cas, une théorie de l'interaction entre matière et rayonnement ne doit pas considérer comme négligeable le scattering dû au terme en A^2.

Nous savons, en outre, que les formules obtenues pour la diffusion en général ne sont valables que si la fréquence ν_λ de l'onde incidente n'est pas trop voisine de l'une des fréquences ν_0 de l'atome et qu'il faut alors, pour éviter la « catastrophe de résonance », tenir compte de l'amortissement, c'est-à-dire de la diminution progressive de la probabilité de l'état initial.

3. Pour développer notre théorie, remarquons d'abord que dans le cas qui nous occupe, le seul état intermédiaire intéressant est celui pour lequel le dénominateur de la formule de Kramers-Heisenberg tend vers zéro. Nous représentons par n_0 (énergie E_0) l'état fondamental de l'atome et par n (énergie E) l'état excité; nous supposons, en outre, qu'aucun des états n'est dégénéré; nous ne considérons dans le rayonnement incident que des fréquences très voisines de $\nu_0 = \frac{E - E_0}{h}$.

Nous admettons essentiellement que dans l'état intermédiaire l'électron peut être, soit dans un état virtuel (état non observable pour lequel la conservation de l'énergie et celle des phases ne sont pas nécessaires), soit dans un état réel (état observable et de durée finie exigeant la conservation de l'énergie et celle des phases) et que, d'autre part, les états virtuels peuvent muer graduellement en états réels. Dans l'état final, l'atome est revenu à son état initial après émission d'une fréquence ν_σ dont nous ne connaissons pas *a priori* la valeur.

4. Soient $c_0(t)$, $c_\lambda(t)$ et $c_{\lambda\sigma}(t)$ les amplitudes de probabilité des états initial, intermédiaire et final. La théorie des perturbations donne

$$\frac{\mathrm{d}c_0(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{2\pi i}{h} \sum_\lambda H_{0.\lambda} c_\lambda(t)\, e^{2\pi i(\nu_0 - \nu_\lambda)t}, \tag{2a}$$

$$\frac{\mathrm{d}c_\lambda(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{2\pi i}{h} \Big[H_{\lambda.0} c_0(t)\, e^{2\pi i(\nu_\lambda - \nu_0)t} + \sum_\sigma H_{\lambda.\lambda\sigma} c_{\lambda\sigma}(t)\, e^{2\pi i(\nu_\sigma - \nu_0)t} \Big], \tag{2b}$$

$$\frac{\mathrm{d}c_{\lambda\sigma}(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{2\pi i}{h} H_{\lambda\sigma.\lambda} c_\lambda(t)\, e^{2\pi i(\nu_0 - \nu_\sigma)t}. \tag{2c}$$

Nous nous imposons comme conditions initiales

$$c_0(0) = 1, \tag{3a}$$

$$c_\lambda(0) = c_{\lambda\sigma}(0) = 0. \tag{3b}$$

Pour pouvoir résoudre les équations (2) nous nous donnons

$$c_0(t) = e^{-\frac{\Gamma t}{2}}, \tag{4a}$$

$$c_\lambda(t) = \alpha_\lambda e^{-\frac{\Gamma t}{2}} \Big[e^{2\pi i(\nu_\lambda - \nu_0)t} - \eta(t, \nu_\lambda)\, e^{-\frac{\gamma t}{2}} \Big]. \tag{4b}$$

L'expression de $c_\lambda(t)$ diffère de celle que considère M. Heitler par le fait que $e^{-\Gamma t/2}$ multiplie cette fois les deux termes entre crochets et par l'introduction de la fonction $\eta(t, \nu_\lambda)$ qui, nous le verrons bientôt, permettra de tenir compte des transitions correspondant au terme quadratique de l'hamiltonien (1).

[1] Soit un train d'ondes rectilignement polarisé qui crée au point occupé par l'électron le champ $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 e^{i\omega t}$; l'équation du mouvement de l'électron est alors

$$\ddot{r} + \gamma \dot{r} + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} \mathcal{E}_0 e^{i\omega t},$$

où ω_0 est la pulsation propre de l'oscillateur et $\gamma = \frac{2e^2\omega^2}{3mc^3}$, le coefficient d'amortissement; une solution de cette équation est

$$r = r_0 e^{i(\omega t - \delta)},$$

avec

$$r_0 = \frac{e}{m} \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}} \quad \text{et} \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{\omega\gamma}{\omega_0^2 - \omega^2},$$

où δ détermine le déphasage de l'onde diffusée par rapport à l'onde incidente.

L'intégrale générale de l'équation différentielle ci-dessus s'obtient en ajoutant à celle-ci une solution de l'équation homogène correspondante; mais comme cette solution décroît exponentiellement avec le temps il ne reste, lorsque l'électron reste soumis, un temps suffisant à la seule influence de l'onde lumineuse que la partie forcée de l'oscillation. (*Voir* BECKER, *Théorie des électrons*, p. 95.)

Nous verrons également que la fonction $\eta(t)$ intégrable, continue, décroissante à partir de 1 quand t croît de zéro à t, et bornée inférieurement, détermine un taux de passage des états virtuels aux états réels; or, les états virtuels essentiellement non observables ne peuvent durer au plus qu'un temps τ de l'ordre de $\frac{1}{\nu_0}$, par suite, la fonction $\eta(t)$ tendra asymptotiquement vers sa borne inférieure déjà à partir du temps τ.

En portant (4 b) dans (2 c) il vient

$$c_{\lambda\sigma}(t) = \alpha_\lambda H_{\lambda\sigma.\lambda} \frac{e^{2\pi i\left(\nu_\lambda - \nu_\sigma - i\frac{\Gamma}{4\pi}\right)t} - 1}{k_\lambda - k_\sigma - ih\frac{\Gamma}{4\pi}} - \int_0^t \eta(t)\, e^{2\pi i\left(\nu_0 - \nu_\sigma - i\frac{\Gamma+\gamma}{4\pi}\right)t} dt. \quad (4c')$$

Étant donné les propriétés de $\eta(t)$ l'intégration dans (4 c') ne présente aucune difficulté de principe.

En pratique, si l'on convient de choisir un temps $t_1 \gg \tau$, mais suffisamment court (de l'ordre d'environ 10τ) pour qu'on n'ait pas besoin de connaître la valeur théorique de $c_{\lambda\sigma}(t)$ pour la comparer au résultat d'une observation, nous pouvons décomposer l'intégrale indéfinie de (4 c') en une somme d'une intégrale définie et d'une intégrale indéfinie $\int_0^t = \int_0^{t_1} + \int_{t_1}^t$.

L'intégrale définie peut se calculer par application de la formule de la moyenne et, comme t est très supérieur à τ, temps au bout duquel $\eta(t)$ approche sa valeur asymptotique, soit η_λ, la valeur moyenne de $\eta(t)$ dans l'intervalle $(0, t)$ doit être sensiblement égale à η_λ, tandis que dans l'intégrale indéfinie la fonction $\eta(t)$ peut être considérée comme constante et égale à η_λ.

Dès lors, on peut donc écrire avec une approximation suffisante

$$c_{\lambda\sigma}(t) = \alpha_\lambda H_{\lambda\sigma.\lambda}\left[\frac{e^{2\pi i\left(\nu_\lambda - \nu_\sigma - i\frac{\Gamma}{4\pi}\right)t} - 1}{k_\lambda - k_\sigma + ih\frac{\Gamma}{4\pi}} - \eta_\lambda \frac{e^{2\pi i\left(\nu_0 - \nu_\sigma - i\frac{\Gamma+\gamma}{4\pi}\right)t} - 1}{k_0 - k_\sigma - ih\frac{\Gamma+\gamma}{4\pi}}\right]. \quad (4c)$$

Le rayonnement incident est donc diffusé aussi bien suivant les fréquences ν_λ que la fréquence ν_0 [2].

5. Détermination des constantes α_λ et $(\Gamma+\gamma)$.

— Le terme η_λ qui intervient maintenant dans (4 c) peut donc être considéré comme fonction uniquement des ν_λ. Nous lui imposons de n'être définie non nulle que dans l'intervalle $0 \leq |\nu_\lambda - \nu_0| \leq \Delta\nu_{\text{lim}}$ et de décroître dans cet intervalle tout en restant bornée inférieurement. $\Delta\nu_{\text{lim}}$ définit ainsi des fréquences ν_λ limites en dehors desquelles l'interaction cesse d'exister. Nous pouvons ajouter que η_λ dépend des ν_λ par l'intermédiaire de $|\nu_\lambda - \nu_0|$. En portant (4 b) et (4 c) dans (2 b), il vient

$$\alpha_\lambda\left[2\pi i\left(\nu_\lambda - \nu_0 - i\frac{\Gamma}{4\pi}\right)e^{-\frac{\Gamma t}{2}} - 2\pi\eta_\lambda\frac{\Gamma+\gamma}{4\pi}e^{2\pi i\left(\nu_0 - \nu_\lambda - i\frac{\Gamma-\gamma}{4\pi}\right)t}\right]$$
$$= \frac{2\pi i}{h}H_{\lambda.0}\,e^{-\frac{\Gamma t}{2}} + \frac{2\pi i}{h}\sum_\sigma H_{\lambda\sigma.\lambda}H_{\lambda.\lambda\sigma}\alpha_\lambda \times\left[\frac{e^{-\frac{\Gamma t}{2}} - e^{2\pi i(\nu_\sigma - \nu_\lambda)t}}{k_\lambda - k_\sigma + ih\frac{\Gamma}{4\pi}} - \eta_\lambda\frac{e^{2\pi i\left(\nu_0 - \nu_\lambda - i\frac{\Gamma-\gamma}{4\pi}\right)t} - e^{2\pi i(\nu_\sigma - \nu_\lambda)t}}{k_0 - k_\sigma + ih\frac{\Gamma-\gamma}{4\pi}}\right]. \quad (5)$$

La sommation Σ_σ peut être remplacée par une intégrale; η_λ fonction uniquement des ν_λ n'entraîne aucune complication; et le fait d'avoir adopté η_λ revient en pratique à ne considérer l'égalité ci-dessus valable seulement à partir du temps t_1; cela ne restreint nullement la généralité de ces calculs : il existe, en effet, par rapport à $t_1 = 10\tau$ des temps suffisamment longs où les probabilités de transition restent proportionnelles au temps; cela nous permet, en outre, de remplacer dans le 1er membre de (5) $\eta(t)$ par η_λ. L'élément de matrice $H_{\lambda.\lambda\sigma}$ peut être admis comme constant dans l'intervalle des η_λ admis.

Posons $u = \left(\nu_\sigma - \nu_\lambda - i\frac{\Gamma}{4\pi}\right)t$. Si $\rho(w, \Omega)$ est

(2) La fonction $\eta(t)$ étant non croissante, on peut appliquer à l'intégrale indéfinie de (4 c') la deuxième formule de la moyenne due à O. Bonnet. Si l'on se rappelle que $\eta(0) = 1$, il vient

$$\int_0^t \eta(t)\, e^{2\pi i\left(\nu_0 - \nu_\sigma - i\frac{\Gamma+\gamma}{4\pi}\right)t} dt = \eta(0)\int_0^{t'} e^{2\pi i\left(\nu_0 - \nu_\sigma - i\frac{\Gamma+\gamma}{4\pi}\right)t} dt = \int_0^{t'} e^{2\pi i\left(\nu_0 - \nu_\sigma - i\frac{\Gamma+\gamma}{4\pi}\right)t} dt,$$

ce qui permettrait en quelque sorte de retrouver l'expression de $c_{\lambda\sigma}(t)$ que donne M. Heitler. Mais, en raison de la variation rapide de l'exponentielle, t' devrait être beaucoup plus proche de zéro que de t. On ne peut donc pas adopter une expression de $c_{\lambda\sigma}(t)$ d'où s'éliminerait $\eta(t)$, puisque cela reviendrait à ne considérer exclusivement que des temps très courts, ce qui n'est nullement justifié.

le nombre d'oscillateurs de fréquence par unité de volume et

$$\overline{|H(k_0)|^2} = \int |H_{\lambda.\lambda\sigma}|^2 \,d\Omega,$$

il vient

$$\int |H_{\lambda.\lambda\sigma}|^2 \rho(W_\sigma, \Omega)\,dk_\sigma\,d\Omega \,\frac{1 - e^{2\pi i\left(\nu_\sigma - \nu_\lambda - i\frac{\Gamma}{4\pi}\right)t}}{k_\lambda - k_\sigma + ih\frac{\Gamma}{4\pi}}$$

$$= \overline{|H(k_0)|^2}\rho_{k_0} \int \frac{e^{2\pi i u} - 1}{u} = i\pi \overline{|H(k_0)|^2}\rho_{k_0}, \qquad (6)$$

(5) devient alors

$$\alpha_\lambda \left[\left(k_\lambda - k_0 + ih\frac{\Gamma}{4\pi}\right) e^{-\frac{\Gamma t}{2}} - i\eta_\lambda h \frac{\Gamma + \gamma}{4\pi} e^{2\pi i\left(\nu_0 - \nu_\lambda - i\frac{\Gamma+\gamma}{4\pi}\right)t} \right]$$

$$= H_{\lambda.0}\, e^{-\frac{\Gamma t}{2}} + i\pi\alpha_\lambda \rho_{k_0} \overline{|H(k_0)|^2} \left[e^{-\frac{\Gamma t}{2}} - \eta_\lambda e^{2\pi i\left(\nu_0 - \nu_\lambda - i\frac{\Gamma+\gamma}{4\pi}\right)t} \right].$$

On a donc

$$\Gamma + \gamma = \frac{4\pi^2}{h} \overline{|H(k_0)|^2}\rho_{k_0} = \omega_{nn_0}, \qquad (7a)$$

$$\alpha_\lambda = \frac{H_{\lambda.0}}{k_\lambda - k_0 - ih\frac{\gamma}{4\pi}}. \qquad (7b)$$

Dès lors, à un temps (soit $t = \infty$) où il y a sûrement eu absorption de k_λ et émission de k_σ, la répartition spectrale de l'intensité est donnée par

$$|c_{\lambda\sigma}(\infty)|^2 \sim \frac{|H_{\lambda.0}|^2 |H_{\lambda\sigma.\lambda}|^2}{\left[(k_\lambda - k_\sigma)^2 + \frac{h^2\Gamma^2}{16\pi^2}\right]\left[(k_0 - k_\sigma)^2 + \frac{h^2(\Gamma+\gamma)^2}{16\pi^2}\right]}.$$

On voit que le premier facteur du dénominateur lie la fréquence ν_λ à ν_σ et non à ν_0, ce qui veut dire que $|c_{\lambda\sigma}(\infty)|^2$ ne s'exprime pas simplement par le produit des probabilités d'émission et d'absorption, ou encore que les deux processus élémentaires qui donnent lieu à un processus individuel de diffusion dépendent l'un de l'autre. Remarquons également que cette diffusion ne fait intervenir que des états réels, puisque les formules déduites ne sont valables que pour des temps t_1 supérieurs à τ et qu'elle doit être attribuée au terme linéaire en A de l'hamiltonien d'interaction.

6. **Détermination de Γ.** — En portant (4 *b*) dans (2 *a*), il vient

$$-\frac{\Gamma}{2} e^{-\frac{\Gamma t}{2}} = \frac{2\pi i}{h} \sum_\lambda H_{0.\lambda} H_{\lambda.0}$$

$$\times \frac{1 - \eta_\lambda(t)\, e^{2\pi i\left(\nu_0 - \nu_\lambda - i\frac{\gamma}{4\pi}\right)t}}{k_\lambda - k_0 - ih\frac{\gamma}{4\pi}} e^{-\frac{\Gamma t}{2}}. \qquad (8a)$$

Pour des raisons données à propos de (5), on peut y remplacer $\eta(t)$ par η_λ. La sommation $\sum_\lambda$ doit s'effectuer sur tous les ν_λ susceptibles d'être absorbés; elle doit donc dépendre de la distribution $I_0(\nu)\,d\nu$ de l'intensité primaire.

1° *Les fréquences ν_λ couvrent une bande spectrale dont les limites encadrent largement la fréquence de résonance ν_0.* — La sommation $\sum_\lambda$ peut alors être remplacée par une intégrale. $H_{0\lambda}$ désigne l'élément de matrice correspondant à l'absorption d'un quantum k_λ et il est propotionnel au nombre moyen de photons $\bar{n}_{\nu_\lambda}$ sur l'onde plane ν_λ et la valeur moyenne de $|H_{0.\lambda}|^2$ est donnée par $\bar{n}_{\nu_\lambda} |H(k_0)|^2\,d\Omega$

Posons $u' = \left(\nu_0 - \nu_\lambda + i\frac{\gamma}{4\pi}\right)t$; on a alors

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\Gamma}{2} &= \frac{2\pi i}{h}\int |H_{0.\lambda}|^2 \rho_{k_\lambda} \bar{n}_{\nu_\lambda}\,d\Omega\, \frac{\eta_\lambda e^{2\pi i u'} - 1}{u'}\,du', \\ -\frac{\Gamma}{2} &= \frac{2\pi i}{h} |H(k_0)|^2 \rho_{k_0} \bar{n}_{\nu_0} \int \frac{\eta_\lambda e^{2\pi i u} - 1}{u'}\,du'. \end{aligned}\right\} \qquad (8b)$$

Comme η_λ est nul en dehors de l'intervalle où il est défini, l'intégrale indéfinie dans (8 *b*) doit se comporter comme une intégrale définie et l'on peut appliquer ici la première formule de la moyenne puisque par ailleurs η_λ satisfait aux conditions d'application de cette formule. On a donc

$$\Gamma = \frac{4\pi^2}{h} |H(k_0)|^2 \rho_{k_0} \bar{n}_{\nu_0} \cdot \eta_\lambda.$$

Or

$$I_0(k)\,dk\,d\Omega = \rho_k \bar{n}_\nu c\,dk\,d\Omega.$$

Par suite

$$\Gamma = \frac{4\pi^2}{h}\eta_\lambda \overline{|H(k_0)|^2} \frac{I_0(\nu)}{k_0 c} = \bar{\eta}_\lambda \omega_{n_0 n}, \qquad (9)$$

où $\omega_{n_0 n}$ est la probabilité d'absorption par unité de temps.

Cette expression de Γ diffère de celle que donne M. Heitler par le terme $\bar{\eta}_\lambda$, bien entendu voisin de l'unité. Cela signifie que $\bar{\eta}_\lambda \omega_{n_0 n}$ contribue à réaliser des états excités réels (au sens précisé plus haut) et l'on a vu que le processus de diffusion faisant intervenir un tel état se rattache au scattering dû au terme linéaire en A, tandis que $(1 - \bar{\eta}_\lambda)\omega_{n_0 n}$ qui met en jeu des « états virtuels » expliquera les processus mettant en jeu deux quanta « à la fois » et, par suite, tiendra compte du terme quadratique de l'hamiltonien (1). D'après ce qui a été dit plus haut $(1 - \bar{\eta}_\lambda)\omega_{n_0 n}$ correspondra donc dans la théorie à la fraction d'émission incohérente observée par M. Lennuier.

2° *Le rayonnement primaire est strictement monochromatique.* — $I_0(\nu)$ est alors différente de zéro seulement dans un intervalle très fin $d\nu$ autour d'une fréquence ν_1; désignons par

$$I_0 = \int I_0(\nu)\,d\nu.$$

La sommation $\sum_l$ dans (8 *a*) se trouve réduite à un seul terme et en posant $u_1 = \left(\nu_0 - \nu_1 + i\frac{\gamma}{4\pi}\right)t$; il vient

$$-\frac{\Gamma}{2} = \frac{2\pi i}{h}|H(k_0)|^2\frac{\overline{I_0}}{k_1 c}\,\frac{\eta_1\,e^{2\pi i u_1} - 1}{u_1}.$$

Γ est maintenant complexe et si l'on convient de n'en prendre que la partie réelle on obtient

$$\Gamma = \frac{4\pi}{h}|H(k_0)|^2\frac{I_0}{k_1 c}\eta_1\frac{\sin 2\pi u_1}{u_1}. \tag{10}$$

Nous avons pris $|H(k_0)|^2$ et non $|H(k_1)|^2$ car nous avons admis que l'élément de matrice correspondant à l'interaction varie peu tant que l'on a $0 < |\nu_1 - \nu_0| < \Delta\nu_{lim}$.

D'autre part, Γ provenait dans le cas d'une distribution étendue de l'intensité primaire, des deux fréquences ν_λ dont les distances à ν_0 sont égales ou encore des deux fréquences symétriquement disposées par rapport à ν_0. Comme dans le cas actuel nous n'avons à tenir compte que d'une fréquence ν_λ, il faut diviser l'expression de Γ par deux.

Pour des temps t $\left(t \gg \frac{1}{\nu_0}\right)$ suffisamment courts pour pouvoir négliger, comme nous l'avons fait, l'absorption d'un second quantum par l'atome après réémission du premier nous pouvons admettre que

$$\frac{\sin 2\pi u_1}{2\pi u_1} \approx 1.$$

On a alors

$$\Gamma = \frac{4\pi^2}{h}|H(k_0)|^2\frac{I_0}{k_1 c}\eta_1.$$

Donc, quand ν_λ varie entre les limites admises, la largeur correspondant à l'absorption d'une radiation strictement monochromatique reste comparable à celle correspondant à l'absorption d'un rayonnement à profil spectral normal, à condition bien entendu que η_λ reste comparable à $\overline{\eta_\lambda}$.

Ici encore, le facteur η_λ permettra de rendre compte de l'émission incohérente observée en diffusion au voisinage de la résonance.

Remarque. — La fonction $\eta(t, \nu_\lambda)$ qui doit satisfaire à certaines conditions très générales que nous avons eu l'occasion de préciser plus haut ne peut évidemment être déduite théoriquement à partir de l'hamiltonien d'interaction. Aussi faut-il s'adresser à l'expérience pour en ajuster la forme.

7. Il est dès lors facile de voir, tant que l'on reste dans les limites admises pour les fréquences ν_λ, que les énergies diffusées sous forme de ν_λ et ν_0 restent comparables dans tous les cas puisque les largeurs le sont, que le profil spectral du rayonnement incident soit normal ou extrêmement fin, ce qui est bien conforme aux résultats expérimentaux de M. Lennuier.

Je tiens, en achevant ce travail, à remercier M. Louis de Broglie qui a bien voulu s'y intéresser et le favoriser de sa critique et de ses avis, et qui sait tout ce que je lui dois en cette occasion comme en bien d'autres.

Manuscrit reçu le 6 avril 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Breit G. — *Rev. Mod. Phys.*, 1932, **4**, 504.
[2] Breit G. — *Rev. Mod. Phys.*, 1933, **5**, 91.
[3] Broglie L. de. — Le principe de correspondance et les interactions entre matière et rayonnement, 1938.
[4] Broglie L. de. — Une nouvelle théorie de la lumière, 1942, t. II.
[5] Fermi E. — *Rev. Mod. Phys.*, 1932, **4**, 87.
[6] Heitler W. — The Quantum Theory of Radiation 1947.
[7] Lennuier R. — *Ann. de Physique*, 1947, **2**, 233.
[8] Lennuier R. — *J. de Chimie physique*, 1949, **46**.
[9] Weisskopf V. — *Ann. Physik*, 1931, **9**, 23.

FORMULATION RATIONNELLE DE LA THÉORIE DES CORPUSCULES DE SPIN 1, EN VUE D'UNE THÉORIE DES MÉSONS ET DES FORCES NUCLÉAIRES

Par Bernard KWAL,
Institut Henri Poincaré, Paris.

Sommaire. — Les théories habituelles du corpuscule de spin 1 sont basées sur une confusion de la notion des *potentiels* et de celle des *champs*. Il est possible d'introduire des potentiels vrais, jouissant de la propriété fondamentale et distinctive d'admettre des transformations de jauge. Ce sont ces potentiels vrais qui doivent figurer les variables canoniques indépendantes dans le schéma de Lagrange-Hamilton. On aboutit ainsi à une formulation rationnelle de la théorie des corpuscules : maxwellien C_1^1, broglien C_0^1, pseudo-maxwellien C'^1_1 et pseudo-broglien C'^1_0. Les potentiels vrais n'admettant que la même singularité (en r^{-1}) que celle qui caractérise le potentiel-vecteur de la théorie de Maxwell-Lorentz; les équations de Dirac, en présence des champs mésiques d'interaction dérivant de ces potentiels, admettent donc les solutions stationnaires.

1. Formulation habituelle de la théorie du corpuscule de spin 1. — Dans la théorie du corpuscule de spin 1, on doit faire une distinction entre quatre sortes de corpuscules. On leur donne, à la suite de Kemmer, les noms de corpuscules vectoriel, pseudo-vectoriel, scalaire et pseudo-scalaire. Cette nomenclature reflète la manière habituelle d'assimiler aux « potentiels » certaines grandeurs qui s'introduisent dans la théorie.

Ainsi, dans le cas du corpuscule vectoriel dont les équations, en présence des « sources de champs », s'écrivent

$$\left.\begin{aligned} &\partial^j h_{jk} - \varkappa a_k = g_1 S_k, \\ &\partial_j a_k - \partial_k a_j - \varkappa h_{jk} = g_2 S_{jk}, \\ &\partial^k a_k = \partial^k S_k = 0, \qquad \partial_{[l} h_{jk]} = -\frac{g_2}{\varkappa}\partial_{[l} S_{jk]}, \end{aligned}\right\} \quad (1.1)$$

on admet que le quadrivecteur a_k peut jouer un rôle analogue à celui du potentiel-quadrivecteur A_k de la théorie classique de Maxwell-Lorentz. Le corpuscule en question porte donc la marque de « vectoriel », parce que son champ (h_{jk}) dérive d'un « potentiel vectoriel » (a_k). C'est cette grandeur a_k qui se trouve introduite comme variable canonique indépendante dans le schéma de Lagrange-Hamilton, et l'on prend comme fonction de Lagrange l'expression suivante :

$$L_v = \frac{1}{2} h^{*jk} h_{jk} + a^{*j} a_j + \underline{g_1 a^{*j} S_j + g_1^* a^j S_j^*}, \quad (1.2)$$

où h_{jk} est la forme dérivée du potentiel a_k, définie à l'aide de la relation

$$h_{jk} = \frac{1}{\varkappa}(\partial_j a_k - \partial_k a_j) - \frac{g_2}{\varkappa} S_{jk}. \quad (1.3)$$

Le terme souligné dans l'expression du lagrangien tient compte de la présence des sources S_j du champ, et il est formé par analogie avec le terme $\rho^k A_k$, qui figure dans la théorie de Maxwell-Lorentz. Dans cette formulation, les sources du type tensoriel S_{jk} n'ont pas de place dans le lagrangien et elles s'introduisent par l'intermédiaire des équations de définition des champs.

Cela étant, considérons le mouvement d'un nucléon dans un champ mésique (a_j, h_{jk}) émanant d'un ou de plusieurs autres nucléons. Si l'on admet que les états d'un nucléon sont descriptibles au moyen des solutions de l'équation de Dirac, alors on peut écrire

$$(\gamma^j \partial_j + \varkappa_n)\psi = \underline{(g_1 \gamma^j a_j - g_2 \gamma^{jk} h_{jk})\psi}, \quad (1.4)$$

γ^j étant les matrices de Dirac.

Le terme souligné est le terme d'interaction, où figurent les deux grandeurs de la théorie, le « potentiel » a_j et le « champ » $h_{[jk]}$. Or ces grandeurs, en vertu des équations (1.1), satisfont aux équations du second ordre suivantes :

$$(\partial^n \partial_n - \varkappa^2) a_j = g_1 S_j + \frac{g_2}{\varkappa} \partial^k S_{jk}, \quad (1.5)$$

$$(\partial^n \partial_n - \varkappa^2) h_{jk} = g_2 S_{jk} + \frac{g_1}{\varkappa}(\partial_j S_k - \partial_k S_j) - \frac{g_2}{\varkappa}\partial^n(\partial_{[n} S_{jk]}), \quad (1.6)$$

où dans les seconds membres figurent les dérivées premières et secondes des sources, ce qui entraîne pour les solutions de ces équations des expressions présentant des singularités en r^{-2} et r^{-3}, pour lesquelles l'équation (1.4) n'admet pas de solutions stationnaires. Ainsi, la théorie des forces nucléaires se heurte au départ à une difficulté formidable, que

des artifices divers permettent certes de tourner, mais d'une manière qui laisse beaucoup à désirer.

2. **Critique de la méthode habituelle.** — Nous ne croyons pas nécessaire ici l'examen plus poussé des différentes théories, qui ont été édifiées dans le dessein de pallier la difficulté en question. Nous pensons, en effet, que dès le début de la théorie du corpuscule de spin 1, une confusion subtile fut introduite entre la notion des champs et des potentiels et qu'il suffit de démêler cette confusion pour supprimer d'une manière simple, mais radicale, l'obstacle des singularités gênantes.

En nous adressant aux équations (1.1), nous remarquons que les grandeurs a_k et h_{jk} jouent un rôle symétrique et que c'est seulement par un décret arbitraire que nous déclarons que les grandeurs a_k sont des potentiels. La seule apparence trompeuse est la forme des équations

$$\varkappa h_{jk} = \partial_j a_k - \partial_k a_j - g_2 S_{jk}, \qquad (2.1)$$

proche parente de celle que nous trouvons en théorie de Maxwell-Lorentz à l'occasion de la définition du champ électromagnétique H_{jk} en fonction du potentiel a_k

$$H_{jk} = \partial_j a_k - \partial_k a_j. \qquad (2.2)$$

Mais n'oublions pas que dans cette dernière théorie le potentiel a_k est indéterminé et que la transformation dite de jauge

$$a_j = a'_j + \partial_j \Phi, \qquad (2.3)$$

et où Φ est une fonction scalaire arbitraire, effectuée sur le potentiel, se trouve être sans répercussion sur les valeurs du champ. Or, il n'en est pas ainsi, avec notre prétendu potentiel a_k, qui lui est bien déterminé, en conséquence de l'ensemble d'équation (1.1). Il est donc dépourvu de la propriété essentielle et caractéristique des potentiels. Par ailleurs, du point de vue de la théorie des corpuscules à spin, son rôle se confond avec celui du champ h_{jk}. Force nous est donc d'admettre que les grandeurs a_j et h_{jk} doivent être traitées sur un même pied d'égalité, en tant que champs et que nous devons chercher des grandeurs autres, distinctes de celles-ci, susceptibles de jouer dans la théorie du corpuscule de spin 1, le rôle important des potentiels.

3. **L'introduction des potentiels vrais, distincts des « champs » a_j et h_{jk}.** — Il est relativement aisé de définir les potentiels « vrais » en l'absence des sources. Au cours de nos recherches sur cette question, que nous poursuivons depuis quelques années [15], nous nous sommes avisés d'ailleurs, que d'autres auteurs, en particulier Stueckelberg [10], Caldirola [11] et Salvetti [12], les ont déjà employés, sans pour autant en avoir tiré toutes les conclusions qui s'imposent, selon nous, en vue de la formulation rationnelle de la théorie du corpuscule de spin 1.

Le problème qui se pose est d'introduire d'une manière rationnelle des *potentiels « vrais »* en théorie des quatre sortes de corpuscules de spin 1, en les adoptant d'une manière convenable aux sources des champs. Ce seront ces potentiels vrais qui devront figurer dans le schéma canonique de Lagrange-Hamilton et y jouer le rôle des variables canoniques indépendantes.

Tel est le but du présent travail. Mais avant que de pénétrer dans le vif du sujet, montrons rapidement comment l'emploi de la cinquième coordonnée nous met sur la piste des potentiels vrais. On sait, en effet, que les équations (1.1) peuvent revêtir, en l'absence des sources, la forme condensée suivante :

$$\partial^\alpha h_{[\alpha\beta]} = 0, \qquad \partial_{[\alpha} h_{\beta\gamma]} = 0, \qquad (3.1)$$

où les indices grecs α, β et γ prennent les valeurs 1, 2, 3, 4 et 5 et où $h_{[\alpha\beta]}$ se réduit à $h_{[jk]}$ lorsqu'aucun des indices α et β n'est égal à 5, et se réduit à a_k lorsque l'un des indices est égal à 5. On doit considérer, d'autre part, que l'opération de la dérivation par rapport à la cinquième coordonnée (∂_5) se ramène à une multiplication par $\varkappa$.

De cette manière, nous donnons aux équations de L. de Broglie, relatives à un corpuscule de masse m et de spin 1, la forme des équations de Maxwell dans l'espace à cinq dimensions. Or, dans un espace à un nombre quelconque de dimensions, les équations de Maxwell jouissent des propriétés fondamentales suivantes :

1° On peut définir un potentiel n-vecteur P_α, tel que l'on a

$$h_{\alpha\beta} = \partial_\alpha P_\beta - \partial_\beta P_\alpha, \qquad \partial^\alpha \partial_\alpha P_\beta - \partial_\beta(\partial^\alpha P_\alpha) = 0 \quad (3.2)$$

et qui est susceptible d'une transformation de jauge

$$P_\alpha = P'_\alpha + \partial_\alpha \varphi \qquad (3.3)$$

(et d'une transformation de jauge plus générale).

2° On peut définir un anti-potentiel, tenseur complètement antisymétrique à trois indices $\overset{\circ}{P}_{[\alpha\beta\gamma]}$, tel que l'on a

$$h_{\alpha\beta} = \partial^\varepsilon P_{[\alpha\beta\varepsilon]}, \qquad \partial^\varepsilon \partial_\varepsilon P_{[\alpha\beta\gamma]} - \partial^\varepsilon \partial_{[\varepsilon} P_{\alpha\beta\gamma]} = 0 \quad (3.4)$$

et qui est susceptible également d'une transformation de jauge

$$P_{[\alpha\beta\gamma]} = P'_{[\alpha\beta\gamma]} + \partial^\varepsilon \varphi_{[\alpha\beta\gamma\varepsilon]}. \qquad (3.5)$$

En revenant aux équations de L. de Broglie, nous voyons que les champs qui y figurent admettent un potentiel penta-vecteur (c'est-à-dire un quadri-

vecteur P_j et un scalaire P_5 et qu'on peut écrire

$$h_{jk} = \partial_j P_k - \partial_k P_j, \qquad a_j = \varkappa P_j - \partial_j P_5. \qquad (3.6)$$

où, en introduisant l'antipotentiel $P_{[\alpha\beta\gamma]}$ qui, dans l'espace-temps, se ramène à un potentiel tenseur $P_{[jk]}$ et un potentiel pseudo-quadrivecteur $P_{[jkl]}$

$$h_{jk*} = \varkappa P_{jk} + \partial^l P_{[jkl]}, \qquad a_j = \partial^k P_{kj}. \qquad (3.7)$$

De quelle manière devrons-nous choisir les potentiels ? En théorie de Maxwell-Lorentz, le choix du potentiel quadrivecteur est déterminé par *l'adaptation aux sources*, qui sont du type quadrivectoriel.

Dans la théorie du corpuscule de spin 1, nous devons également nous laisser guider par la nature relativiste des sources du champ. En théorie du méson « vectoriel », les sources sont représentées par un quadrivecteur et un tenseur, grandeurs qui se partagent entre les deux groupes d'équations du champ

$$\left.\begin{array}{c} \partial^j h_{jk} - \varkappa a_k = g_1 S_k, \\ \partial_j a_k - \partial_k a_j - \varkappa h_{jk} = g_2 S_{jk}, \\ \partial^j a_j = (g_1 \partial^k S_k) = 0, \qquad \partial_{[j} h_{kl]} = -\dfrac{g_2}{\varkappa}\, \partial_{[j} S_{kl]}. \end{array}\right\} \quad (3.8)$$

Nous allons donc introduire un potentiel vecteur P_j qui résulte du potentiel P_α et un potentiel tenseur P_{jk}, qui résulte de l'antipotentiel $P_{[\alpha\beta\gamma]}$, en posant

$$\left.\begin{array}{c} a_k = \varkappa P_k + \partial^j P_{jk}, \\ h_{jk} = \varkappa P_{jk} + \partial_j P_k - \partial_k P_j - \dfrac{1}{\varkappa}\,\partial^l(\partial_{[j} P_{kl]}), \\ \partial^k P_k = 0, \end{array}\right\} \quad (3.9)$$

Il est facile de voir qu'on a alors

$$\left.\begin{array}{c} \partial^j \partial_j P_k - \varkappa^2 P_k = g_1 S_k, \\ \partial^l \partial_l P_{jk} - \varkappa^2 P_{jk} = g_2 S_{jk}. \end{array}\right\} \quad (3.10)$$

Les potentiels que nous venons d'introduire, satisfont à la transformation généralisée de jauge

$$\left.\begin{array}{c} P_k = P'_k + \varkappa \Phi_k - \partial^j \Phi_{[jk]}, \\ P_{jk} = P'_{jk} + \varkappa \Phi_{jk} - \partial_j \Phi_k, + \partial_k \Phi_j \end{array}\right\} \quad (3.11)$$

les fonctions génératrices de la transformation de jauge satisfont aux équations que voici :

$$\left.\begin{array}{c} (\partial^k \partial_k - \varkappa^2)\left\{ \Phi_j, \Phi_{jk} \right\} = 0, \\ \partial^j \Phi_j = 0. \end{array}\right\} \quad (3.12)$$

Cela étant, en analogie parfaite avec la théorie de Maxwell-Lorentz, nous allons écrire la fonction de Lagrange de la manière que voici :

$$L = \frac{1}{2}(h^{*jk} h_{jk} + a^* a_j) + (g_1 P^{*j} S_j + g_2 P^{*jk} S_{jk} + \text{conj.}) \quad (3.13)$$

en y considérant les potentiels P_j et P_{jk} comme variables canoniques indépendantes, tandis que les champs h_{jk} et a_j comme les formes dérivées, définies à l'aide des relations

$$\left.\begin{array}{c} a_j = \varkappa P_j + \partial^l P_{lj}, \\ h_{jk} = \varkappa P_{jk} + \partial_j P_k - \partial_k P_j - \dfrac{1}{\varkappa}\,\partial^l(\partial_{[j} S_{kl]}), \end{array}\right\} \quad (3.14)$$

on trouve alors facilement les équations d'Euler-Lagrange sous la forme suivante :

$$\left.\begin{array}{c} (\partial^j \partial_j - \varkappa^2) P_k = g_1 S_k, \\ (\partial^l \partial_l - \varkappa^2) P_{[jk]} = g_2 S_{[jk]}, \end{array}\right\} \quad (3.15)$$

Quant aux équations de Dirac décrivant l'état d'un nucléon se mouvant dans le champ du méson maxwellien, nous les écrirons de la manière que voici :

$$(\gamma^j \partial_j + \varkappa_n)\psi = \frac{i}{\hbar c}\left(g_1 \gamma^j P_j + \frac{g_2}{2}\gamma^{[jk]} P_{[jk]} \right)\psi, \quad (3.16)$$

où dans le second membre ne figurent que les *potentiels vrais* P_j et $P_{[jk]}$ et non pas les champs.

Supposons maintenant que ces potentiels subissent la transformation de jauge (3.11). La forme de l'équation d'onde (3.16) ne doit pas changer et, pour cette raison, la fonction d'état ψ doit subir une transformation généralisée de phase [13], qui, dans notre cas, prend la forme suivante :

$$\psi' = \left\{ \exp \frac{i}{\hbar c}\left(i g_2 \gamma^j \Phi_j + i \frac{g_2}{2}\gamma^{[jk]} \Phi_{[jk]} \right) \right\} \psi. \quad (3.17)$$

$$-i\frac{g_1}{6}\gamma^{[jkl]}\partial_{[j}\Phi_{kl]} = \varkappa\left(g_1 \gamma^k \Phi_k + \frac{g_2}{2}\gamma^{[jk]}\Phi_{[jk]} \right). \quad (3.18)$$

4. **Équations fondamentales de la théorie des corpuscules C^1_0, C'^1_1 et C'^1_0.** — Nous allons dresser maintenant le tableau d'équations fondamentales, relatives au corpuscule broglien C^1_0, pseudomaxwellien C'^1_1 et pseudo-broglien C'^1_0.

4.10. *Équations du corpuscule broglien* C^1_0 :

$$\left.\begin{array}{c} \partial^m C_{[jklm]} - \varkappa b_{[jkl]} = f_2 S_{[jkl]}, \\ \partial^l b_{[jkl]} = -\dfrac{f_2}{\varkappa}\,\partial^l S_{[jkl]}, \\ \partial_{[m} b_{jkl]} - \varkappa C_{[jklm]} = f_1 S_{[jklm]}; \end{array}\right\} \quad (4.11)$$

$$\left.\begin{array}{c} b_{[jkl]} = \varkappa P_{[jkl]} + \partial^m P_{[jklm]} - \dfrac{1}{\varkappa}\,\partial^m \partial_{[m} P_{jkl]}, \\ C_{[jklm]} = \varkappa P_{[jklm]} + \partial_{[m} P_{jkl]}, \end{array}\right\} \quad (4.12)$$

$$\left.\begin{array}{c} P_{[jkl]} = P'_{[jkl]} + \varkappa \Phi_{[jkl]} - \partial^m \Phi_{[jklm]}, \\ P_{[jklm]} = P'_{[jklm]} + \varkappa \Phi_{[jklm]} - \partial_{[m} \Phi_{jkl]}, \\ (\partial^n \partial_n - \varkappa^2)\left\{ \Phi_{jkl}, \Phi_{jklm} \right\} = 0, \end{array}\right\} \quad (4.13)$$

$$L_{\mathrm{II}} = \frac{1}{6} b^{*jkl} b_{jkl} + \frac{1}{24} C^{*jklm} C_{jklm} + \left(\frac{f_2}{6} P^{*jkl} S_{jkl} + \frac{f_1}{24} P^{*jklm} S_{jklm} + \text{conj.} \right); \quad (4.14)$$

$$(\gamma^j \partial_j + \varkappa_n)\psi = \frac{i}{\hbar c}\left(\frac{f_2}{6}\gamma^{[jkl]}P_{[jkl]} + \frac{f_1}{24}\gamma^{[jklm]}P_{[jklm]}\right)\psi; \quad (4.15)$$

$$\psi = \left\{\exp\left[\frac{i}{\hbar c}\left(-i\frac{f_1}{6}\gamma^{[jkl]}\Phi_{[jkl]} - i\frac{f_2}{24}\gamma^{[jklm]}\Phi_{[jklm]}\right)\right]\right\}\psi. \quad (4.16)$$

4.20. *Équations du corpuscule pseudo-maxwellien* C'^{1}_{1} :

$$\left.\begin{aligned} &\partial^l b'_{[jkl]} - \varkappa h'_{[jk]} = g'_1 S'_{jk},\\ &\partial_{[l} h'_{jk]} - \varkappa b'_{[jkl]} = g'_2 S'_{[jkl]},\\ &\partial^j h'_{[jk]} = -\frac{g'_1}{\varkappa}\partial^j S'_{[jk]},\\ &\partial_{[m} b'_{jkl]} = -\frac{g'_2}{\varkappa}\partial_{[m} S'_{jkl]}; \end{aligned}\right\} \quad (4.21)$$

$$\left.\begin{aligned} &h'_{[jk]} = \varkappa P'_{[jk]} + \partial^l P'_{[jkl]} - \frac{1}{\varkappa}\partial^m \partial_{[m} P'_{jk]},\\ &b'_{[jkl]} = \varkappa P'_{[jkl]} + \partial_{[l} P'_{jk]} - \frac{1}{\varkappa}\partial^m \partial_{[m} P'_{jkl]}, \end{aligned}\right\} \quad (4.22)$$

$$\left.\begin{aligned} &P'_{[jk]} = P''_{[jk]} + \varkappa \Phi'_{jk} - \partial^l \Phi'_{[jkl]},\\ &P'_{[jkl]} = P''_{[jkl]} + \varkappa \Phi'_{[jkl]} - \partial_{[j}\Phi'_{kl]},\\ &(\partial^n \partial_n - \varkappa^2)\{\Phi'_{jk}, \Phi'_{[jkl]}\} = 0, \end{aligned}\right\} \quad (4.23)$$

$$L_{psM} = \frac{1}{2}h'^{*jk}h'_{jk} + \frac{1}{6}b'^{*jkl}b'_{jkl} + (g'_1 P'^{*jk}S'_{jk} + g'_2 P'^{*jkl}S'_{jkl} + \text{conj.}); \quad (4.24)$$

$$(\gamma^j \partial_j + \varkappa_n)\psi = \frac{i}{\hbar c}\left(\frac{g'_1}{2}\gamma^{[jk]}P'_{[jk]} + \frac{g'_2}{6}\gamma^{[jkl]}P'_{jkl}\right)\psi; \quad (4.25)$$

$$\psi = \left\{\exp\left[\frac{i}{\hbar c}\left(\frac{g'_2}{2}\gamma^{[jk]}\Phi'_{[jk]} + \frac{g'_1}{6}\gamma^{[jkl]}\Phi'_{[jkl]}\right)\right]\right\}\psi. \quad (4.26)$$

4.30. *Équations du corpuscule pseudo-broglien* C'^{1}_{0} :

$$\left.\begin{aligned} &\partial_j C - \varkappa b_j = f'_2 S'_j, \qquad \partial^j b_j - \varkappa C = f'_1 S',\\ &\partial_j b_k - \partial_k b_j = -\frac{f'_2}{\varkappa}(\partial_j S'_k - \partial_k S'_k); \end{aligned}\right\} \quad (4.31)$$

$$\left.\begin{aligned} &b_j = \varkappa P'_j + \partial_j P' - \frac{1}{\varkappa}\partial^k(\partial_j P'_k - \partial_k P'_j),\\ &c = \varkappa P' + \partial^j P'_j; \end{aligned}\right\} \quad (4.32)$$

$$\left.\begin{aligned} &P'_j = P''_j + \varkappa \Phi'_j - \partial_j \Phi',\\ &P' = P'' + \varkappa \Phi - \partial^j \Phi'_j,\\ &(\partial^n \partial_n - \varkappa^2)\{\Phi', \Phi'_j\} = 0; \end{aligned}\right\} \quad (4.33)$$

$$L_{psB} = b^j b_j + C^* C + (f'_1 C^* S' + f'_2 b^{*j} S'_j + \text{conj.}); \quad (4.34)$$

$$(\gamma^j \partial_j + \varkappa_n)\psi = \frac{i}{\hbar c}(f'_1 P + f'_2 \gamma^j P_j)\psi. \quad (4.35)$$

$$\psi = \left\{\exp\left[\frac{i}{\hbar c}(f''_2 \Phi' + f'_1 \gamma^j \Phi'_j)\right]\right\}\psi'. \quad (4.36)$$

Équations d'onde des corpuscules de Dirac, plongés dans les champs associés aux corpuscules de L. de Broglie du type C^1_1, C^1_0, C'^1_1 et C'^1_0. — Selon notre manière de voir, lorsqu'un corpuscule de Dirac est plongé dans un champ émanant d'autres corpuscules de Dirac, il doit être possible de faire dériver ce champ d'interaction de potentiels généralisés, liés aux *sources* du champ. Ces dernières sont représentées, en général, par un ensemble multitensoriel de formes bilinéaires, formées à l'aide des solutions de l'équation de Dirac [2], ensemble dans lequel on peut distinguer certaines grandeurs tensorielles, caractérisant les interactions par l'intermédiaire de corpuscules de spin 1, du type C^1_1, C^1_0, C'^1_1 et C'^1_0. Ainsi l'équation d'un corpuscule de Dirac, plongé dans les champs potentiels P, P_j, $P_{[jk]}$, $P_{[jkl]}$ et $P_{[jklm]}$, s'écrit-elle [14] :

$$(\gamma^j \partial_j + \varkappa_n)\psi = (\varepsilon_0 P_0 + \varepsilon_1 \gamma^j P_j + \varepsilon_2 \gamma^{[jk]}P_{[jk]} + \varepsilon_3 \gamma^{[jkl]}P_{[jkl]} + \varepsilon_4 \gamma^{[jklm]}P_{[jklm]})\psi, \quad (5.1)$$

où les ε_j sont des coefficients qui définissent le couplage entre le corpuscule de Dirac et le champ dans lequel il se trouve plongé. Selon notre manière de voir, *ce sont uniquement des potentiels vrais qui doivent figurer dans les équations du premier ordre de Dirac et jamais des champs, sous aucun prétexte que ce soit.*

Au paragraphe précédent nous avons été amenés à écrire les équations d'un corpuscule de Dirac, plongé dans, des champs, associés aux corpuscules C^1_1, C^1_0, C'^1_1 et C'^1_0, de la manière que voici :

$$(\gamma^j \partial_j + \varkappa_n)\psi = \frac{i}{\hbar}\left(g_1 \gamma^j P_j + \frac{g_2}{2}\gamma^{[jk]}P_{[jk]}\right)\psi; \quad (5.21)$$

$$(\gamma^j \partial_j + \varkappa_n)\psi = \frac{i}{\hbar}\left(\frac{f_2}{6}\gamma^{[jkl]}P_{[jkl]} + \frac{f_1}{24}\gamma^{[jklm]}P_{[jklm]}\right)\psi; \quad (5.22)$$

$$(\gamma^j \partial_j + \varkappa_n)\psi = \frac{i}{\hbar}\left(\frac{g'_1}{2}\gamma^{[jk]}P_{[jk]} + \frac{g'_2}{2}\gamma^{[jkl]}P'_{[jkl]}\right)\psi; \quad (5.23)$$

$$(\gamma^j \partial_j + \varkappa_n)\psi = \frac{i}{\hbar}(f'_1 P + f'_2 \gamma^j P_j)\psi. \quad (5.24)$$

Nous allons écrire maintenant les équations du second ordre correspondant, et cette fois nous allons appliquer aux deux membres des équations (5.21), (5.22), (5.23) et (5.24) l'opération $(\gamma^j \partial_j - \varkappa_n)$, en tenant compte des équations de définition des matrices de l'anneau de Dirac

$$\left.\begin{aligned} &\gamma^j, \quad \gamma^{[jk]} = \frac{i}{2}(\gamma^j\gamma^k - \gamma^k\gamma^j),\\ &\gamma^{[jkl]} = \frac{1}{3}(\gamma^j\gamma^{[kl]} - \text{[illegible]} + \text{[illegible]}),\\ &\gamma^{[jklm]} = -\frac{i}{4}(\gamma^j\gamma^{[klm]} - \gamma^k\gamma^{[lmj]} + \gamma^l\gamma^{[mjk]} - \gamma^m\gamma^{[jkl]}) \end{aligned}\right\} \quad (5.3)$$

et des relations de commutation suivantes :

$$\gamma^j\gamma^k+\gamma^k\gamma^j=2\delta^{jk}; \tag{5.41}$$

$$\gamma^j\gamma^{[kl]}-\gamma^{[kl]}\gamma^j=2i(\delta^{jk}\gamma^l-\delta^{jl}\gamma^k); \tag{5.42}$$

$$\gamma^j\gamma^{[klm]}+\gamma^{[klm]}\gamma^j = 2(\delta^{jk}\gamma^{[lm]}+\delta^{jl}\gamma^{[mk]}+\delta^{jm}\gamma^{[kl]}); \tag{5.43}$$

$$\gamma^j\gamma^{[klmn]}-\gamma^{[klmn]}\gamma^j=2i(\delta^{jk}\gamma^{[lmn]}-\delta^{jl}\gamma^{[mnk]} + \delta^{jm}\gamma^{[nkl]}-\delta^{jn}\gamma^{[klm]}); \tag{5.44}$$

$$\begin{aligned}\gamma^{[jk]}\gamma^{[lmn]}-\gamma^{[lmn]}\gamma^{[jk]} &= 2[(\delta^{jl}\gamma^{[mn]}\gamma^k+\delta^{kl}\gamma^j\gamma^{[mn]}) \\ &\quad +(\delta^{jm}\gamma^{[nl]}\gamma^k+\delta^{km}\gamma^j\gamma^{[nl]}) \\ &\quad +\delta^{jn}\gamma^{[lm]}\gamma^k+\delta^{kn}\gamma^j\gamma^{[lm]}] \\ &= 2[\gamma^{[mn]}(\gamma^j\delta^{kl}+\gamma^k\delta^{jl})+\gamma^{[nl]}(\gamma^j\delta^{km}+\gamma^k\delta^{jm}) \\ &\quad +\gamma^{[lm]}(\gamma^j\delta^{kn}+\gamma^k\delta^{jn}) \\ &\quad +2i(\delta^{jm}\gamma^n-\delta^{jn}\gamma^m)\delta^{kl} \\ &\quad +2i(\delta^{jn}\gamma^l-\delta^{jl}\gamma^n)\delta^{km} \\ &\quad +2i(\delta^{jl}\gamma^m-\delta^{jm}\gamma^l)\delta^{kn}].\end{aligned} \tag{5.45}$$

On aboutit alors aux équations suivantes :

$$\begin{aligned} C^1_1 : (\partial^j\partial_j-\varkappa_n^2)\psi &= \frac{1}{\hbar}\Big(\frac{g_1}{2}\gamma^{[jk]}\partial_{[j}P_{k]}+2ig_1P^j\partial_j \\ &\quad -ig_2\varkappa_n\gamma^{[jk]}P_{[jk]}+i\frac{g_2}{6}\gamma^{[jkl]}\partial_{[l}P_{jk]} \\ &\quad -\frac{g_2}{2}\gamma^{[k}\partial^{j]}P_{[jk]}-\frac{g_2}{2}P_{[jk]}\gamma^{[k}\partial^{j]} \\ &\quad +\frac{g_1^2}{\hbar}P^kP_k+i\frac{g_1g_2}{\hbar}\gamma^{[k}P^{j]}P_{[jk]} \\ &\quad -\frac{g_2^2}{2\hbar}P^{[jk]}P_{[jk]}\Big)\psi; \end{aligned} \tag{5.51}$$

$$\begin{aligned} C^1_0 : (\partial^j\partial_j-\varkappa_n^2)\psi &= \frac{1}{\hbar}\Big(\frac{f_2}{24}\gamma^{[jklm]}\partial_{[m}P_{jkl]}+i\frac{f_2}{6}\gamma^{[kl}\partial^{j]}P_{[jkl]} \\ &\quad +i\frac{\varkappa_nf_1}{12}\gamma^{[jklm]}P_{[jklm]} \\ &\quad +\frac{f_1}{24}\gamma^{[jkl}\partial^{m]}P_{[jklm]} \\ &\quad -\frac{f_1}{24}P_{[jklm]}\gamma^{[jkl}\partial^{m]} \\ &\quad +i\frac{f_2}{6}P_{[jkl]}\gamma^{[jk}\partial^{m]}+\frac{f_2^2}{6\hbar}P^{[jkl]}P_{[jkl]} \\ &\quad +i\frac{f_1f_2}{12\hbar}\gamma^{[m}P^{jkl]}P_{[jklm]} \\ &\quad -\frac{f_1^2}{24\hbar}P^{[jklm]}P_{[jklm]}\Big)\psi. \end{aligned} \tag{5.52}$$

$$\begin{aligned} C'^1_1 : (\partial^j\partial_j-\varkappa_n^2)\psi &= \frac{1}{\hbar}\Big(i\frac{g'_1}{6}\gamma^{[jkl}\partial_{j}P'_{kl]}-\frac{g'_1}{2}\gamma^{[j}\partial^{k]}P'_{[jk]} \\ &\quad -i\frac{\varkappa_n g'_2}{3}\gamma^{[jkl]}P'_{[jkl]}+g'_1P'_{[jk]}\gamma^{[j}\partial^{k]} \\ &\quad +i\frac{g'_2}{6}\gamma^{[jk}\partial^{l]}P'_{[jkl]} \\ &\quad +i\frac{g'_2}{24}\gamma^{[jklm]}\partial_{[m}P'_{jkl]} \\ &\quad +i\frac{g'_2}{6}P'_{[jkl]}\gamma^{[jk}\partial^{l]} \\ &\quad +\frac{g_1'^2}{2\hbar}P'^{[jk]}P'_{[jk]} \\ &\quad -i\frac{g'_1g'_2}{3\hbar}\gamma^{[j}P'^{kl]}P'_{[jkl]}+\frac{g_2'^2}{6\hbar}P'^{[jkl]}P'_{[jkl]}\Big)\psi. \end{aligned} \tag{5.53}$$

$$\begin{aligned} C'^1_0 : (\partial^j\partial_j-\varkappa_n^2)\psi &= \frac{1}{\hbar}\Big(if'_1(\gamma^j\partial_jP'-\varkappa_nP')+\frac{f'_2}{2}\gamma^{[jk]}\partial_{[j}P'_{k]}+2if'_2P'^j\partial_j \\ &\quad -\frac{f_1'^2}{\hbar}P'^2+\frac{f_2'^2}{\hbar}P'^jP'_j\Big)\psi. \end{aligned} \tag{5.54}$$

M. Louis de Broglie a bien voulu s'intéresser à ce travail, et, les remarques, qu'il m'a adressées, m'ont fourni des idées nouvelles et m'ont permis de corriger quelques erreurs. Je lui exprime ici ma plus vive gratitude.

Manuscrit reçu le 1er mars 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Broglie L. de. — Une nouvelle conception de la lumière, Paris, 1934.

[2] Kwal B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1934, **199**, 23.

[3] Petiau G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1935, **200**, 1829.

[4] Broglie L. de. — Nouvelle recherches sur la lumière, Paris, 1936.

[5] Kwal B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1936, **202**, 1913.

[6] Lanczos C. — *Z. f. Physik*, 1929, **57**, 447.

[7] Proca A. — *J. Physique Rad.*, 1936, **7**, 357.

[8] Petiau G. — *Mémoires de l'Acad. Roy. de Belgique*, 1936, **16**.

[9] Géhéniau J. — *Thèse*, Bruxelles, 1938.

[10] Stueckelberg C. F. — *Helv. Phys. Acta*, 1938, **11**, 225.

[11] Caldirola P. — *Nuovo Cimento*, 1942, **19**, 25.

[12] Salvetti C. — *Nuovo Cimento*, 1946, **4**, 257.

[13] Kwal B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 980.

[14] Kwal B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 1634.

[15] Kwal B. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 189.

[16] Kwal B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 37. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 148.

[17] Kwal et Brogie L. de. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 2056.

EXPOSÉS ET MISES AU POINT BIBLIOGRAPHIQUES

MISE AU POINT SUR LES PROPRIÉTÉS PRINCIPALES DES MÉSONS

Par P. BENOIST-GUEUTAL et J. RATIER.
Institut du Radium. Paris.

Sommaire. — Dans cet article sont décrites les propriétés les plus importantes des différents mésons telles qu'elles résultent de recherches expérimentales maintenant nombreuses, éclairées par des discussions théoriques. Bibliographie jusqu'en février 1951.

L'existence, dans le rayonnement cosmique, de deux types différents de mésons, les mésons μ et les mésons π plus lourds $\left(\frac{m_\pi}{m_\mu} \sim 1{,}3\right)$ est maintenant admise. L'ensemble de leurs propriétés a permis de les identifier aux mésons produits artificiellement à Berkeley. Un certain nombre d'observations récentes révèlent l'existence probable de mésons « lourds » de masses supérieures à celle du méson π.

L'état encore assez peu satisfaisant de la théorie mésonique ne permet pas toujours de dégager sans ambiguïté des résultats expérimentaux toutes les propriétés caractéristiques de ces mésons. Nous nous efforcerons de donner ici les conclusions les mieux établies de cette utilisation dialectique de la théorie et de l'expérience et d'indiquer les points encore incertains.

I. — Les mésons μ.

Les mésons μ qui forment l'essentiel de la composante dure du rayonnement cosmique au niveau de la mer sont des particules dont la charge, positive ou négative, est celle de l'électron. Leur masse, selon les dernières déterminations [1], [2], serait $215 \pm 5 m_0$(1).

Les mésons μ sont des particules instables. Deux modes de disparition ont été observés.

1. Désintégration. — *a. Résultats expérimentaux.* — Le méson μ, libre, se désintègre avec une vie moyenne de $2{,}2 \; 10^{-6}$ s [3].

Un résumé des nombreux travaux consacrés à l'étude des produits de désintégration du méson μ a été donné par Hincks et Pontecorvo [4]. Les points essentiels sont les suivants :

Il y a une seule particule chargée émise et pas de photons émis directement.

Cette particule chargée est un électron, positif ou négatif, ayant, lorsque le méson μ se désintègre au repos, une distribution continue d'énergie qui s'étendrait jusqu'à 55 MeV environ, mais la forme du spectre est encore mal connue.

(1) L'unité de masse choisie m_0 est la masse au repos de l'électron.

b. Interprétation des résultats. — Pour interpréter l'existence d'un spectre continu d'énergie pour l'électron, il est nécessaire de supposer que le méson μ se décompose en trois particules au moins. La mesure de l'énergie moyenne de l'électron montre qu'en fait deux autres particules neutres seulement sont émises et la valeur maxima du spectre, que ces deux particules sont de masse faible [5].

La discussion des différents schémas de désintégration permet de choisir le spin qu'on doit attribuer au méson μ. L'étude des gerbes du rayonnement cosmique [6] ayant permis d'exclure pour le spin les valeurs supérieures à $\frac{1}{2}$, la discussion portera donc sur les valeurs 0 et $\frac{1}{2}$.

Le mode suivant de désintégration en trois particules a été proposé [7], [8]

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \mu_0,$$

où ν est un neutrino et μ_0 un méson neutre. Si μ a le spin 0, la conservation du spin exige que μ_0 ait aussi un spin entier. Mais on peut montrer théoriquement que le méson neutre doit alors se désintégrer en photons. Or, il semble que l'on n'observe pas de tels photons.

Si μ a le spin $\frac{1}{2}$, il en est de même de μ_0. Mais puisqu'il faut que μ_0 ait une masse très petite on a proposé pour plus de simplicité le schéma suivant :

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + 2\nu.$$

Le calcul théorique [9], [10] de la probabilité de désintégration du méson μ est alors analogue au calcul de la probabilité d'émission β et l'on obtient, en supposant que la constante de couplage des mésons μ au champ électron-neutrino est égale à la constante de Fermi g_F de la radioactivité β un accord satisfaisant avec les expériences pour la vie moyenne du méson et l'énergie moyenne des électrons émis.

2. Absorption dans la matière. — *a. Résultats expérimentaux.* — Quand les mésons μ sont arrêtés

dans la matière ils se comportent de manières différentes selon leurs signes [11], [12].

Les mésons μ^+ se désintègrent dans toutes les substances avec une vie moyenne de $2{,}2\ 10^{-6}$ s selon le schéma précédent.

Les mésons μ^- se désintègrent dans les éléments légers (carbone). Dans les éléments lourds (fer), ils sont capturés par les noyaux sans formation d'étoiles. Enfin, dans les éléments moyens il y a compétition des deux processus : désintégration et capture par les noyaux.

La vie moyenne apparente des mésons μ^- arrêtés dans une plaque est donc $< 2{,}2\ 10^{-6}$ s et diminue quand Z augmente. On a pu prouver [13], [14] que cette diminution de la vie moyenne était due à la capture et non à une désintégration accélérée par la présence du champ coulombien des noyaux, en montrant qu'un nombre convenable d'électrons de désintégration manquait. Par suite, la probabilité de désintégration restant à peu près constante l'étude de la vie moyenne permet de voir que la probabilité de capture augmente avec Z, approximativement comme Z^4. Ces deux probabilités sont égales pour $Z \sim 10$. En outre, lorsqu'un méson μ^- est capturé, il y a probablement un ou deux neutrons, invisibles sur les plaques qui s'échappent [15]. Crouch [16] a donné le nombre moyen de $1{,}90 \pm 0{,}24$ neutrons émis par méson μ^- capturé.

b. Interprétation des résultats. — On admet [17] que la capture du μ^- se fait en deux étapes.

α. Le méson ralenti par la matière est capturé sur une orbite de Bohr au voisinage du noyau;

β. Il est ensuite capturé par le noyau avec une probabilité proportionnelle à sa probabilité de présence dans le noyau.

Le méson μ^+, au contraire, à cause de la répulsion électrostatique ne peut approcher au voisinage du noyau. Sa probabilité de présence dans le noyau est très faible et la probabilité de capture, par suite, négligeable : il se désintègre.

Puisqu'il n'y a pas formation d'étoile quand un μ est capturé par un noyau, on doit admettre qu'il est absorbé par un proton avec émission d'une particule neutre qui emporte la presque totalité de l'énergie du méson [12] selon le schéma suivant :



$$\mu^- + P \rightarrow N + \nu.$$

Une petite quantité d'énergie, insuffisante pour permettre à une particule chargée de franchir la barrière de potentiel est donnée au noyau et provoque l'évaporation de un ou deux neutrons.

Si ν est un neutrino, le schéma ci-dessus est en accord avec l'hypothèse du spin $\frac{1}{2}$ du méson μ et met en évidence l'analogie du processus de capture du μ^- à partir d'une orbite de Bohr avec la capture K des électrons par les noyaux. On a pu ainsi expliquer la loi en Z^4 [18]. De plus, des considérations théoriques basées sur différents modèles nucléaires [19] évaluent à 10 à 15 MeV l'énergie d'excitation donnée au noyau, ce qui concorde avec le fait qu'il n'y a pas formation d'étoile.

Enfin, pour interpréter dans le cadre des schémas proposés la compétition entre le processus de capture et de désintégration observée dans les éléments moyens, on doit admettre que le méson μ est à faible interaction avec les nucléons (la constante de couplage est supposée égale à g_F). Si le méson était analogue au méson imaginé par Yukawa pour rendre compte des forces nucléaires (à forte interaction avec les nucléons), on serait conduit à une probabilité de capture par les noyaux environ 10^{12} fois trop grande. Cette difficulté a été levée par la découverte du méson π qui fut alors considéré comme le méson nucléaire.

En résumé, on admet pour les mésons μ les propriétés caractéristiques suivantes :

Masse, $\sim 215\, m_0$; spin, $\frac{1}{2}$; désintégration des mésons μ libres, $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu$; capture des μ^- liés sur orbite de Bohr, $\mu^- + P \rightarrow N + \nu$; faible interaction avec les nucléons et les électrons (la constante de couplage est dans les deux cas supposée égale à la constante g_F de la radioactivité β).

II. — Les mésons π chargés.

Les mésons π dont la charge positive ou négative est celle de l'électron, sont observés dans le rayonnement cosmique à haute altitude [20]. Leur masse est $283 \pm 7\, m_0$ d'après les dernières déterminations [1], [2]. Ils sont identifiés aux mésons produits artificiellement par des particules α, des protons [21] ou des photons très énergiques [22], dont la masse est évaluée à $276 \pm 6\, m_0$ [23]. Les mésons π sont aussi des particules instables.

1. **Désintégration.** — La vie moyenne du méson π a été mesurée approximativement dans le rayonnement cosmique [24] et plus précisément à Berkeley [25], où on l'a estimée comprise entre environ 1,5 et $2{,}5\ 10^{-8}$ s.

Lorsque le méson π se désintègre au repos, on observe [26] une particule chargée dont l'énergie est bien déterminée et que l'on a identifiée au méson μ. Le méson π se désintègre donc en deux particules seulement, un méson μ et une particule neutre qui n'est pas un photon. On admet le schéma suivant de désintégration



$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$$

qui implique l'hypothèse d'un spin entier (0 ou 1) pour le méson π.

En supposant que l'intensité du couplage $\pi \leftrightarrow \mu$ est comparable à l'intensité du couplage $\mu \leftrightarrow$ (électron, neutrino), on obtient pour la valeur calculée de la vie moyenne [27] un résultat en accord avec la valeur expérimentale.

2. **Absorption dans la matière.** — Les mésons π, arrêtés dans une plaque, se comportent différemment suivant leurs signes.

Les mésons π^+ se désintègrent dans toutes les substances suivant le schéma précédent. Les mésons π^-, dans tous les éléments, sont capturés par les noyaux avec formation d'une étoile [20].

La différence de masse des mésons π et μ n'est pas suffisante pour expliquer qu'il y ait dans ce cas la

formation d'étoile. Il faut admettre qu'un méson π^- est capturé par un proton sans qu'il s'échappe de particule neutre et que l'énergie au repos du π^- sert à exciter le noyau qui se brise.

On admet le schéma suivant pour la capture des

$$\pi^- + P \rightarrow N$$

qui confirme l'hypothèse d'un spin entier pour le méson π.

Le mécanisme de capture d'un méson π^- est analogue à celui d'un méson μ^- et l'on explique de la même façon la différence de comportement des mésons chargés positivement et négativement. Cependant, pour expliquer que les π^-, dans la matière, ne se désintègrent pas mais sont capturés, il faut admettre que leur probabilité de capture par les noyaux est environ 10^{12} fois plus grande que celle de capture des μ^-. Les mésons π sont donc fortement couplés avec les nucléons. On admet que ce sont les mésons responsables des forces nucléaires.

Il existe pour décrire un méson π de spin entier quatre possibilités théoriques :

Spin 0 : fonction d'onde scalaire ou pseudoscalaire;

Spin 1 : fonction d'onde vectorielle ou pseudovectorielle.

Des discussions récentes semblent être en faveur d'un méson pseudoscalaire [28], [29], mais aucun argument décisif n'a encore été apporté.

En résumé, on admet pour le méson les propriétés caractéristiques suivantes :

Masse, $\sim 280\, m_0$; spin, 0 ou 1; désintégration des mésons π libres, $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$; capture des π liés sur une orbite de Bohr, $\pi^- + P \rightarrow N$; faible interaction avec les mésons $\mu \sim g_F$; couplage fort avec les nucléons ($\sim 10^{-6}\, g_F$).

III. — Le méson neutre π^0.

Un certain nombre de résultats expérimentaux semblent actuellement en faveur de l'existence d'un méson neutre.

1. Production du π^0 à Berkeley [30]. — *a.* Lorsqu'on bombarde différentes cibles avec les *protons* du cyclotron de Berkeley on obtient, outre des mésons π^+ et π^-, des photons très énergiques. Différentes interprétations du mécanisme de production de ces photons peuvent être envisagées : bremstrahlung, excitation nucléaire, etc., enfin désintégration de mésons neutres. Pour toutes, sauf la dernière, les résultats théoriques et expérimentaux sont en désaccord. Au contraire, on peut expliquer le nombre de photons produits, ainsi que leur énergie, en supposant, qu'en même temps que des π chargés sont produits dans la cible des mésons π^0 neutres qui se désintègrent très rapidement en deux photons avec une vie moyenne inférieure à 10^{-13} s.

Les règles de sélection [31] interdisant la désintégration en deux photons d'un méson de spin 1, π^0 aurait donc le spin 0.

b. De même, lorsqu'on bombarde des noyaux avec des rayons X de 330 MeV, des photons d'énergie 100 MeV environ sont émis [32]. Ces photons sont émis par paires et doivent provenir de la désintégration d'une particule neutre de masse intermédiaire, soit, en accord avec les expériences précédentes [30], un méson π^0 produit dans la cible en même temps que des mésons π chargés avec une section efficace approximativement égale.

c. Enfin des gerbes d'électrons observées dans le *rayonnement cosmique* [33] sont supposées produites par des photons provenant de la désintégration très rapide d'une particule neutre de masse $\sim 300\, m_0$, ce qui conduirait à admettre également la production de π^0 dans le rayonnement cosmique.

2. Détermination de la masse du π^0 : Capture des π^- dans l'hydrogène. — La capture des mésons π^- dans l'hydrogène ne peut se produire suivant la réaction $\pi^- + P \rightarrow N$ qui ne permet pas la conservation simultanée de l'énergie et de l'impulsion si le proton est libre. Une autre particule de spin entier doit être émise. En fait, on observe quand les π^- sont capturés dans l'hydrogène deux groupes de photons très énergiques aux environs de 70 MeV et de 130 MeV [34]. Ces résultats peuvent être interprétés en supposant une compétition entre les deux processus suivants :

$$\pi^- + P \rightarrow N + \gamma, \qquad E_\gamma \sim 130 \text{ MeV}.$$
$$\pi^- + P \rightarrow N + \pi^0 \rightarrow N + 2\gamma, \qquad E_\gamma \sim 70 \text{ MeV}.$$

Cette deuxième réaction montre que π^0 doit être plus léger que π^-, la différence de masse étant au moins égale à la différence de masse neutron-proton. Ceci est en fait confirmé par l'analyse des résultats expérimentaux qui conduit à une différence de masse $m_{\pi^-} - m_{\pi^0}$ comprise entre $2{,}5\, m_0$ et $9{,}2\, m_0$.

IV. — Les « mésons » lourds.

L'existence d'un méson lourd a été suggérée la première fois par Leprince-Ringuet et Lhéritier [35] pour interpréter un cliché pris à la chambre de Wilson montrant la collision d'une particule chargée du rayonnement cosmique avec un électron. Avec l'hypothèse d'une collision élastique on évaluait la masse de cette particule à $(990 + 20)\, m_0$.

D'autre part, dans des plaques exposées en altitude, on a observé la désintégration d'un noyau lourd par une particule chargée qui serait ainsi à forte interaction avec les nucléons. Dans les différents cas, la limite inférieure de la masse de cette particule chargée est $700\, m_0$ [36] et $425\, m_0$ [37], [38].

Enfin, l'existence de particules instables plus lourdes que le méson π semble être prouvée par plusieurs dizaines de clichés sur lesquels on remarque les « traces coudées », maintenant caractéristiques. Deux clichés de cette sorte furent obtenus pour la première fois par Rochester et Butler [36]. Ils furent interprétés par l'hypothèse de la désintégration en vol, l'un d'une particule neutre en deux particules chargées (type I), l'autre d'une particule chargée donnant naissance à une autre particule chargée (type II), avec la possibilité d'émission simultanée d'une ou plusieurs particules neutres. Dans les deux cas, les trajectoires ionisantes donnent la trace carac-

téristique qui est à l'origine du nom de « mésons V » donné quelquefois à ces nouvelles particules instables. Moins de dix clichés du type II ont été obtenus par la suite [40], [41] et l'on peut simplement dire que la masse de la particule chargée émise est supérieure à celle de l'électron. On connaît maintenant une cinquantaine de clichés du type I [40], [42]. Il est très difficile d'évaluer la masse des deux particules chargées produites qui peuvent être deux mésons μ, un méson μ et un méson π ou encore un proton et un méson (π ou μ). Dans ce dernier cas, la masse de la particule neutre primaire serait $\sim 2\,300\, m_0$ si des particules chargées seules sont émises [43].

En résumé, l'existence de particules instables plus lourdes que les mésons π semblent maintenant prouvée, bien qu'il soit impossible actuellement d'en préciser les propriétés caractéristiques. De plus, rien ne permet d'affirmer qu'il s'agisse, dans tous les exemple précédents, d'un type unique de nouvelle particule.

Manuscrit reçu le 6 avril 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Brode R. B. — *Rev. Mod. Phys.*, 1949, **21**, 37.
[2] Powell C. F. — *Rep. Prog. Phys.*, 1950, **13**, 350.
[3] Neresson H. et Rossi B. — *Phys. Rev.*, 1943, **64**, 199.
[4] Hincks E. P. et Pontecorvo B. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 102.
[5] Leighton, Anderson et Seriff. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1432.
[6] Christy R. F. et Kusaka S. — *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 414.
[7] Klein O. — *Nature*, 1948, **161**, 897.
[8] Horowitz, Kofoed-Hansen et Lindhard. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 713.
[9] Tiomno J. et Wheeler J. A. — *Rev. Mod. Phys.*, 1949, **21**, 144.
[10] Michel. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, A. **63**, 514.
[11] Conversi, Pancini, Piccioni. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 209.
[12] Chang W. T. — *Rev. Mod. Phys.*, 1949, **21**, 166.
[13] Ticho H. K. et Schein M. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 81.
[14] Valley G. E. et Rossi B. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 177.
[15] Sard et a. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 97.
[16] Crouch M. F. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 164.
[17] Fermi, Teller et Weisskopf. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 314.
[18] Wheeler J. A. — *Rev. Mod. Phys.*, 1949, **21**, 133.
[19] Tiomno J. et Wheeler J. A. — *Rev. Mod. Phys.*, 1949, **21**, 153.
[20] Lattes, Occhialini et Powell. — *Nature*, 1947, **160**, 453 et 486.
[21] Gardner et Lattes. — *Science*, 1948, **107**, 270.
[22] Mc Millan et Peterson. — *Science*, 1949, **109**, 438.
[23] Smith et a. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 86.
[24] Camerini, Muirhead et Powell. — *Nature*, 1948, **162**, 433.
[25] Chamberlain et a. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 394.
[26] Lattes. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1468.
[27] Marty C. et Prentki J. — *J. Phys. Rad.*, 1948, **9**, 147.
[28] Benoist-Gueutal, Prentki et Ratier. — *J. Phys. Rad.*, 1950, **11**, 553.
[29] Noyes H. P. — *Nature*, 1951, **167**, 170.
[30] Bjorklund, Grandall, Moyer et York. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 213.
[31] Yang C. N. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 242.
[32] Steinberger, Panovsky et Steller. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 802.
[33] Gregory, Rossi et Tinlot. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 299.
[34] Panovsky, Aamodt et York. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 825.
[35] Leprince-Ringuet et Lhéritier. — *C. R. Acad. Sc.*, 1944, **219**, 618.
[36] Leprince-Ringuet et a. — *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, 1897.
[37] Forster H. H. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 753.
[38] Forster H. H. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 92.
[39] Rochester G. D. et Butler C. C. — *Nature*, 1947, **20**, 855.
[40] Sériff et a. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 290.
[41] Bridge, Harris et Rossi. — *Bull. Amer. Soc.*, 1951, **26**, 7.
[42] Fretter W. B. — *Bull. Amer. Soc.*, 1951, **26**, 7.
[43] Hopper U. P. et Biswas S. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 1099.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 12, NOVEMBRE 1951, PAGE 876.

L'ABSORPTION DES SONS ET ULTRASONS DANS LES GAZ

Par Maurice DUBOIS,
Facultés Catholiques. Angers.

Sommaire. — La propagation du son à partir d'une source s'accompagne toujours d'une perte d'énergie. On néglige, en général, celle-ci dans les problèmes fondamentaux d'acoustique : propagation d'une onde plane, propagation dans un tuyau, interférences, etc.

En fait, la propagation d'un son dans l'air libre est toujours amortie; mais le phénomène est très complexe, difficile à étudier et encore assez imprécis.

Le problème considéré ici est général : c'est celui de l'amortissement d'une onde plane au cours de sa propagation en raison des propriétés du fluide : viscosité, conductibilité, et des modifications locales produites par le passage de l'onde : surpression, élévation de température, voir même, à l'échelle moléculaire, les variations de l'énergie de translation et de vibration des molécules.

Ce problème général est très vaste, car on associe aux fréquences audibles les fréquences ultrasonores dans le domaine le plus large possible (en fait, les expériences ont été poursuivies jusqu'à plusieurs mégacycles). L'étude ainsi envisagée est poursuivie de façon théorique et expérimentale; elle peut donner des précisions sur les phénomènes moléculaires dans les gaz et mélanges de gaz.

On trouvera ci-dessous brièvement les principaux facteurs d'absorption, leurs caractères propres et la comparaison avec les résultats d'expériences.

I. — L'absorption classique.

On range habituellement sous ce titre les effets de la viscosité, de la conductibilité, du rayonnement et de la diffusion.

1. **Viscosité.** — L'équation habituelle de propagation du son ne tient compte d'aucun mécanisme de destruction de l'énergie acoustique.

Stokes [77] l'a modifiée en introduisant un terme qui tient compte de la viscosité du gaz

$$V^2\frac{d^2U}{dx^2}+\frac{4\eta}{3\rho}\frac{d^3U}{dx^2\,dt}=\frac{d^2U}{dt^2}.$$

Il s'en suit pour la vitesse du son une légère diminution, du second ordre, avec la viscosité, à peu près sans importance. Il s'ensuit surtout un coefficient d'absorption répondant à la loi

$$U=u_0\,e^{-Ax}$$

et donné par la formule

$$A=\frac{2\omega^2}{3V^3}\frac{\eta}{\rho}.$$

Stokes ne considère qu'un coefficient de viscosité η en s'appuyant sur la relation $2\eta+3\lambda=0$ qu'il établit en admettant qu'une réduction homothétique d'un volume de fluide visqueux s'accomplit sans travail des forces de viscosité.

Bon nombre d'auteurs, dont Kneser [41] et Tisza [78], discutent maintenant cette proposition et préfèrent considérer deux coefficients de viscosité, d'où la forme de l'équation de propagation du son

$$V^2\frac{d^2U}{dx^2}+\frac{(2\eta+\lambda)}{\rho}\frac{d^3U}{d^2x\,dt}=\frac{d^2U}{dt^2}$$

et le nouveau coefficient d'absorption

$$A=\frac{\omega^2}{V^3}\frac{(2\eta+\lambda)}{2\rho}.$$

De toute façon, l'absorption due à la viscosité croît avec le carré de la fréquence et l'expression $\frac{A}{N^2}$ devrait être constante.

2. **Conductibilité calorifique.** — On suppose habituellement que la propagation du son se fait de façon adiabatique. Les régions de condensation présentent alors une température plus élevée que les régions de dilatation. La conductibilité calorifique du fluide peut causer des échanges de chaleur et une atténuation de l'énergie acoustique.

Stokes [77], Kirchoff [29], Rayleigh [61] exposent cet effet d'absorption et établissent le coefficient

$$A=\frac{\omega^2}{V^3}\frac{\gamma-1}{2C}\frac{K}{\rho}$$ valable en 1re approximation;

K, coefficient de conductibilité thermique;
C, chaleur spécifique à pression constante;
γ, rapport des deux chaleurs spécifiques C à c;
ρ, masse spécifique.

Ici aussi l'absorption croît avec le carré de la fréquence jusqu'à des fréquences de plusieurs mégacycles. Pour les fréquences plus élevées l'étude plus complète prouve que l'absorption tend vers une limite (*cf.* Rocard [68]).

3. **Rayonnement.** — De même, le rayonnement entre les différents points d'une onde sonore peut être cause de dissipation d'énergie, d'où le coefficient d'absorption établi par Kirchoff et Lord Rayleigh

$$A=\frac{\gamma-1}{2C}\frac{h}{2V^2},$$

$h\,dT$ exprimant l'énergie rayonnée par seconde par l'élément de volume échauffée de dT au-dessus de l'ambiance.

4. **Diffusion.** — Y. Rocard étudie, à la suite de M. Brillouin et S. Chapman, l'absorption due à la diffusion des constituants d'un mélange gazeux, le gaz le plus léger diffusant des régions de compression vers les régions de dilatation. Il établit le coefficient

$$A=\frac{\omega^2}{V^3}\frac{aD}{2M}\frac{\gamma-1}{2\gamma},$$

M, masse moléculaire équivalente du mélange;
D, coefficient de diffusion réciproque des deux constituants;
a, coefficient numérique qui dépend du modèle moléculaire choisi.

L'effet est rigoureusement proportionnel au carré de la fréquence.

On appelle souvent *causes classiques* d'absorption les causes précédentes par opposition avec celles qui suivront.

Prises globalement, elles donnent une absorption qui croît avec le carré de la fréquence (jusqu'à quelques mégacycles pour l'air). La première est de beaucoup prépondérante et donne pour l'air un coefficient environ dix fois supérieur aux autres.

L'étude successive de chacune est faite par Y. Rocard [68], [68 *bis*], [69], avec comparaison des valeurs numériques pour l'air. Beaucoup d'auteurs les rappellent au début de leurs exposés sur l'absorption et plus spécialement l'étude de la première est souvent reprise avec des aspects nouveaux, tant pour les gaz [41], [46], [78] que pour les liquides (1).

Cependant les valeurs expérimentales du coefficient d'absorption dépassent notablement celles prévues ci-dessus : trois fois environ pour l'air, plusieurs centaines de fois pour le CO_2.

(1) LUCAS R. — *J. Phys. Rad.*, 1937, Série VII, **8**, 41.

II. — Absorption moléculaire.

Les notions quantiques de l'énergie des molécules ont permis de reprendre le problème de l'absorption avec d'autres méthodes et en particulier, pour les gaz polyatomiques, de tenir compte des échanges entre les différentes formes d'énergie des molécules : énergie de translation, de rotation et de vibration. Ces échanges s'accomplissent avec un certain retard dont la durée a une grande importance. On en déduit de nouvelles expressions du facteur d'absorption.

Ces considérations sont souvent appelées « absorption moléculaire », « absorption quantique », « absorption de relaxation », etc.

Nernst paraît avoir été un précurseur de cette théorie en considérant la propagation d'une onde sonore dans un gaz en train de se dissocier. A. Einstein [9] s'est intéressé à la question et en a proposé une étude.

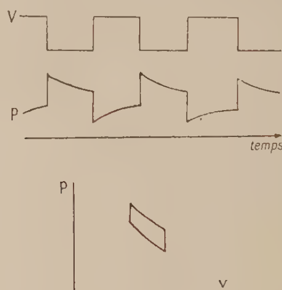


Fig. 1.

Herzfeld [19] a exposé, le premier semble-t-il, cette théorie pour les gaz polyatomiques et les points essentiels en ont peu varié. Bourgin en a fait une étude théorique particulièrement importante du point de vue de la mécanique statistique [6]. Kneser a fait de nombreuses et importantes publications, tant sur la théorie que sur les mesures d'absorption [30], [41], ainsi que Knudsen [42], [45].

Depuis 1933 environ presque tous les auteurs en font mention, même dans des études purement expérimentales pour comparer leurs résultats avec ceux prévus pour « l'absorption moléculaire ».

En même temps qu'une absorption, les phénomènes considérés doivent produire une dispersion de la vitesse du son : celle-ci variant depuis la valeur normale pour le gaz polyatomique considéré aux fréquences audibles jusqu'à une valeur plus élevée, voisine ou égale à celle d'un gaz monoatomique, pour les fréquences très élevées. Beaucoup d'auteurs étudient simultanément ces deux effets : absorption et dispersion, intimement liés dans la théorie; plusieurs références ci-dessous, qui paraissaient intéressantes, sont relatives à ce second sujet. Néanmoins la documentation sur ce point n'est sans doute pas complète.

Y. Rocard [68] et W. T. Richards [65] donnent deux exposés très accessibles et sensiblement différents de l'absorption moléculaire.

1. Exposé descriptif simple de Kneser [39]. —

Considérons une onde à profil carré pour simplifier. Toute réduction de volume s'accompagne d'une augmentation de pression, donc d'une augmentation de l'énergie de translation des molécules. Un échange s'accomplit en un temps très court entre l'énergie de translation et l'énergie de rotation ou principalement l'énergie de vibration des molécules et la surpression en est partiellement réduite. Lors d'une dilatation le phénomène contraire s'accomplit.

Si l'on reporte maintenant les variations simultanées de p et v sur un graphique on obtient une courbe fermée (*fig.* 1).

L'énergie correspondante est transformée en chaleur; elle tire son origine de l'onde sonore dont l'énergie est partiellement absorbée.

2. Énergie de translation, de rotation et de vibration des molécules. Temps de relaxation de ces échanges d'énergie.

— Ces diverses formes d'énergie sont étudiées dans les Ouvrages de Thermodynamique ([2]).

Selon les auteurs de la théorie, sur N molécules qui existent dans le volume moléculaire, n_1 possèdent un quantum $h\nu$ d'énergie intramoléculaire (rotation ou vibration) et n_0 n'en possèdent pas. On se limite habituellement pour simplifier à ces états 0 et 1 des molécules.

En l'absence de toute perturbation, il existe l'équilibre statistique

$$\frac{n_1}{n_0} = e^{\frac{h\nu}{kT}} \quad (k = \text{const. de Boltzmann}).$$

Cet équilibre n'empêche pas un rythme d'échanges d'énergie. Les n_1 molécules *particulières*, qui possédaient à un instant donné un quantum, décroissent en nombre suivant la loi

$$n'_1 = n_1 e^{-\frac{t}{\theta}}.$$

θ s'appelle le temps de « relaxation ». C'est celui au bout duquel le nombre des molécules précédemment « activées » a été réduit de $\frac{1}{e}$.

En même temps, une partie des n_0 molécules se trouve « activée », d'où diminution de n_0 selon une oi semblable

$$n'_0 = n_0 e^{\frac{t}{\tau}}.$$

L'équilibre moyen est maintenu; n_1 et n_0 pris comme *valeurs effectives* à chaque instant ne varient pas.

Si maintenant survient une perturbation (passage de l'onde), il y a une variation de n_1 donnée par

$$\frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}t} = \frac{n_0}{\tau} - \frac{n_1}{\theta},$$

ou, selon la forme proposée par plusieurs auteurs,

$$\frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}t} = f_{01} n_0 - f_{10} n_1$$

f_{01} et f_{10} sont deux coefficients qui dépendent des

([2]) Entre autres : Brun E. — Les chaleurs spécifiques, Collection Armand Colin.

« temps de relaxation » ou des « durées de vie moyenne » des états 1 et 0.

A l'équilibre on a, bien entendu,

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{f_{01}}{f_{10}} = \frac{\theta}{\tau} = e^{-\frac{h\nu}{kT}};$$

θ suffit pour déterminer le processus de ces phénomènes.

3. **Propagation d'une onde plane.** — Elle ne s'accomplit plus de façon adiabatique. La relation correspondante doit être modifiée. *Voir*, par exemple, Y. Rocard [68].

Soit ω la fréquence de l'onde;

Δc_1, la fraction de la chaleur spécifique à volume constant correspondant à l'énergie intramoléculaire variable;

c_1, la fraction principale de la chaleur spécifique correspondant aux formes d'énergie invariables.

La relation nouvelle peut s'écrire, lorsque le nombre des molécules excitées est relativement faible,

$$\left(c_1 + \frac{\Delta c_1}{i\omega\theta + 1}\right) dT + \frac{p}{J} dV = 0.$$

L'équation de propagation d'une onde plane, jointe à la précédente et résolue par les imaginaires pour une onde de la forme

$$U = U_0 \, e^{-Ax + i\omega\left(t - \frac{x}{V}\right)}$$

donne les valeurs de V et A

$$V = \sqrt{\frac{p}{\rho}\left[1 + R\,\frac{(c_1 + \Delta c_1) + \omega^2\theta^2 c_1}{(c_1 + \Delta c_1)^2 + \omega^2\theta^2 c_1^2}\right]},$$

$$A = \omega^2 \frac{\rho V}{2p} \, \frac{R\,\Delta c_1\,\theta}{(c_1 + \Delta c_1 + R)^2 + \omega^2\theta^2 (c_1 + R)^2}.$$

Bien entendu, il n'existe aucune dispersion du son pour les gaz monoatomiques et la théorie précédente ne peut leur être appliquée. L'expérience le confirme : la vitesse des sons ou ultrasons y est constante : 307,8 M : s dans l'argon à 0°, valeur conforme à la théorie avec $\frac{C}{c} = \frac{5}{3}$.

4. **Dispersion du son.** — On distingue : la vitesse des ondes de fréquences très faibles V_0, la vitesse des ondes de fréquence très élevées V_∞

$$V_0 = \sqrt{\frac{p}{\rho}\,\frac{c_1 + \Delta c_1 + R}{c_1 + \Delta c_1}}, \qquad V_\infty = \sqrt{\frac{p}{\rho}\,\frac{c_1 + R}{c_1}}$$

et la vitesse pour les fréquences intermédiaires donnée par l'expression générale de V ci-dessus (*fig.* 2).

La dispersion est localisée dans un certain domaine de fréquence dont les périodes sont voisines de θ. Le maximum de dispersion correspond à une fréquence ω_i pour laquelle on a

$$V_i^2 = \frac{V_\infty^2 + V_0^2}{2}.$$

La loi de dispersion peut s'écrire en fonction de la fréquence

$$\frac{N^2}{N_i^2} = \frac{\omega^2}{\omega_i^2} = \frac{V^2 - V_0^2}{V_\infty^2 - V^2}.$$

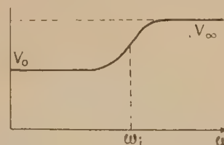


Fig. 2

5. **Absorption.** — En posant $\omega_m = \frac{1}{\theta}\,\frac{c_1 + \Delta c_1 + R}{c_1 + R}$, l'expression précédente de A peut être ramenée à la forme habituelle

$$A = \frac{\omega^2}{\omega^2 + \omega_m^2}\,\frac{\rho V}{2p}\,\frac{\omega_m R\,\Delta c_1}{(R + c_1 + \Delta c_1)(R + c_1)}.$$

On voit que, mis à part la lente croissance de V, A croît comme $\frac{\omega^2}{\omega^2 + \omega_m^2}$ et non plus comme ω^2, ainsi que le voulait l'absorption classique. A est nul pour les fréquences très faibles et croît progressivement vers la valeur limite

$$\frac{\rho V}{2p}\,\frac{\omega_m R\,\Delta c_1}{(R + c_1 + \Delta c_1)(R + c_1)}$$

pour les fréquences élevées; pour la fréquence particulière ω_m, et donc pour des périodes voisines de θ, la moitié de cette valeur limite est déjà atteinte.

En comparant numériquement l'absorption classique et l'absorption moléculaire, on arrive aux conclusions suivantes, compte tenu de la grandeur de ω_m (de l'ordre de 10^6) :

1° Les variations respectives de ces quantités ont la forme générale ci-contre (*fig.* 3) (Y. Rocard [68 *bis*)] :

A_1, viscosité;
A_2, conductibilité thermique;
A_3, absorption moléculaire.

2° Jusqu'à des fréquences de 100 kc environ,

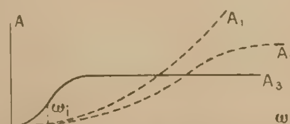


Fig. 3.

l'absorption globale reste proportionnelle à ω^2 à 1/100° près, mais le terme d'absorption moléculaire l'emporte de beaucoup sur les autres, ce qui justifie les grandes valeurs expérimentales trouvées pour A et inexpliquées antérieurement, et ceci sans détruire la loi $\frac{N^2}{A}$ = const., bien vérifiée dans cet ordre de fréquences.

3° Pour des fréquences approchant de ω_m ou

supérieures, la variation propre de l'absorption moléculaire se fait sentir (*fig.* 4).

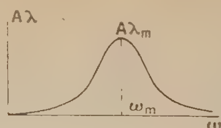


Fig. 4.

L'absorption par longueur d'onde

$$A\lambda = \frac{\omega\omega_m}{\omega^2+\omega_m^2}\,\frac{2\pi\rho V^2}{2p}\,\frac{R\,\Delta c_1}{(R+c_1+\Delta c_1)(R+c_1)}$$

doit passer par un maximum pour ω_m et décroître vers zéro aux fréquences très élevées. C'est sous cette forme que presque tous les spécialistes font l'étude de l'absorption moléculaire. Quelques-uns considèrent $A\lambda^2$ ou $\frac{A}{N^2}$ (variation analogue).

4° A défaut de données sur les fréquences très élevées, on peut considérer la relation générale, qui peut s'écrire

$$A = \frac{\omega^2}{\omega^2+\omega_m^2}\,k.$$

Deux couples de valeurs de ω et A suffisent théoriquement pour tout déduire : ω_m, $A\lambda$, $(A\lambda)_m$, (et même Δc_1).

C'est la méthode qu'emploie Stewart pour l'hydrogène [76].

6. **Les fréquences remarquables.** — Les auteurs en considèrent plusieurs, qu'ils nomment diversement; c'est une difficulté pour les lecteurs.

Nous les désignons par les pulsations correspondantes :

$\omega_0 = \frac{1}{\theta}$ satisfait à cette formule et n'a pas d'autres propriétés. Il semble plus correct de poser $\omega_0 = \frac{2\pi}{\theta}$ mais cela complique les expressions sans aucun avantage;

$\omega_m = \frac{1}{\theta}\,\frac{c_1+\Delta c_1+R}{c_1+R}$ donne le maximum de $A\lambda$, liée visiblement à ω_0 et un peu supérieure à celle-ci;

$\omega_i = \omega_m\,\frac{V_\infty}{V_0}$ donne le point d'inflexion de la courbe de la vitesse (maximum de dispersion) un peu supérieure à ω_m, égale à ω_m si l'on néglige la dispersion dans l'étude de A.

En fait, le manque de précision sur les mesures de A ne permet guère de distinguer numériquement ces fréquences. *Voir* Stewart [76] pour H.

7. **Les valeurs numériques.** — Pour l'absorption, elles sont assez peu précises. Longtemps les chercheurs sont restés en échec pour l'hydrogène, dont le temps de relaxation est particulièrement court [65], [72], [73], [79].

Les ordres de grandeur sont les suivants :

Gaz.	N_m.	$(A\lambda)_m$.	A_m.
Air...........	8.10^5	0,0045	0,1
CO_2...........	$2,2.10^5$	0,21	1,8
N_2O..........	1,5 »	0,26	1,52
SO_2...........	8 »	0,13	5
H.............	100 »	0,264	19,5

8. **Variation avec la pression.** — Le temps de relaxation θ dépend de la pression, de même que f_{01} et f_{10} dans la relation

$$\frac{dn_1}{dt} = f_{01}n_0 - f_{10}n_1.$$

Y Rocard écrit cette relation comme une loi d'action de masse

$$\frac{dn_1}{dt} = \left[k_{01}\left(\frac{n_0}{V}\right)^2 - k_{10}\frac{n_0 n_1}{V^2}\right]V,$$

V, volume qui contient $n_0 + n_1$ molécules

Les déductions sont les mêmes, mais ceci fait voir que f_{10} est de la forme $\frac{k_{10}}{V}$, il est proportionnel à p et θ est inversement proportionnel à p.

Le produit θp doit être constant, de même que $\frac{\omega}{p}$ et $\frac{N}{p}$. On peut donc comparer ensemble et réunir en un même graphique les résultats d'expériences relatifs à un même gaz et à plusieurs pressions, à condition de prendre comme donnée ou abscisse $\frac{\omega}{p}$ ou $\frac{N}{p}$ (N = fréquence). C'est ce que font beaucoup d'auteurs [7], [22], [25], [26], [76], [79]. Les résultats sont satisfaisants dans l'ordre d'approximation assez large de A, ce qui confirme l'hypothèse θp = const.

9. **Variation avec la température.** — Bender [3] rappelle le rôle thermodynamique de la température. Il fait l'étude de $\frac{V}{\sqrt{T}}$ en fonction de T. Les résultats d'expériences donnent une courbe et une valeur à peu près constante, comme le veut la théorie.

Il déduit ensuite l'allure générale de la variation de $\frac{V}{\sqrt{T}}$ avec la fréquence. La région de dispersion se déplace vers les hautes fréquences quand T croît (*fig.* 5).

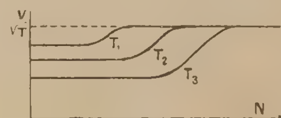


Fig. 5.

Quand T devient très faible, les molécules perdent leur énergie de vibration et aussi de rotation et prennent le comportement de molécules monoatomiques. La dispersion est d'autant diminuée selon les courbes ci-jointes $T_1 < T_2 < T_3$.

De nombreuses études à température variable ont été accomplies [10], [11], [43], [51], [56] et, en particulier, celle des basses températures par Van Itterbeck [25], [26].

Théoriquement, il peut y avoir plusieurs régions de dispersion correspondant à plusieurs changements de niveau d'énergie, régions qui seraient distinctes ou se recouvriraient partiellement. Il ne semble pas que les expériences aient conduit les spécialistes dans ce sens. A température ordinaire, il est bien connu que c'est l'énergie de vibration qui intervient, l'énergie de rotation étant entièrement excitée. La spectrographie apporte ici des renseignements utiles. A température plus basse, la dispersion pourrait provenir de perte d'énergie de rotation. A température très basse, on retrouve le comportement monoatomique.

10. **Données moléculaires.** — Théoriquement, à partir de la dispersion et de l'absorption on peut calculer θ, Δc_1, ν fréquence de la vibration intramoléculaire.

θ est la donnée que l'on atteint le plus facilement (à partir de ω_m ou ω_i). Voici quelques ordres de grandeur (variables avec les auteurs) :

Air...	2.10^{-7}	
H	$0,16$ à $0,29.10^{-7}$	d'après Stewart [76]
CO_2..	57.10^{-7}	d'après Wallmann [79] Eucken et Becker [10] [11]
	10.10^{-7}	d'après Kneser
	$0,9.10^{-7}$	d'après Pielemeier [55] qui discute les résultats précédents

Le temps moyen entre les chocs par translation étant 10^{-9} selon Herzfeld, on peut en déduire le nombre élevé de collisions nécessaires pour produire un quantum d'énergie de vibration. *Voir* Bergmann [5], p. 143 et [33], [35], [63].

Δc_1 est déduit avec plus de sûreté de la dispersion. En effet,

$$\left(\frac{V_0}{V_\infty}\right)^2 = \frac{(c_1 + \Delta c_1 + R)\, c_1}{(c_1 + \Delta c_1)\,(c_1 + R)}.$$

Les données de l'absorption sont souvent trop peu précises pour déterminer Δc_1.

Rocard calcule 0,0465 par mol-g pour l'air [68]; Kneser calcule 1,765 par mol-g pour CO_2 [38]; Pielemeier s'y oppose avec 0,849 par mol-g pour CO_2 [56].

Assez peu d'auteurs abordent ces recherches difficiles à coordonner.

ν, la fréquence de vibration de l'atome, qu'on peut déduire de Δc_1, est très rarement recherchée. Les quelques valeurs proposées sont de l'ordre de 10^{12}. L'étude théorique montre qu'elle dépend peu de la valeur de Δc_1 et garde sans doute le même ordre de grandeur pour beaucoup de gaz.

Air	Environ 10^{12}	d'après calcul sur c_1
CO_2	$1,5.10^{12}$	d'après la fréquence des collisions
H	130.10^{12}	vibration d'après les données de thermodynamique
	$3,3.10^{12}$	rotation d'après les données de thermodynamique

Les comparaisons de ces valeurs avec les données de la spectroscopie sont intéressantes. Certaines sont satisfaisantes. Celles qui sont omises le seraient-elles ?

11. **Effets d'addition de gaz étrangers.** — Cette addition peut entraver ou favoriser les changements de niveau d'énergie des molécules. De très nombreuses études ont été faites sur ce sujet, particulièrement sur l'addition de vapeur d'eau [2], [11], [12], [38], [39], [43], [45], [56], [67], [70], [71], [79].

L'addition d'un gaz monoatomique est toujours sans effet (argon).

L'addition de vapeur d'eau dans l'azote est sans effet aux fréquences audibles, mais l'effet est très sensible pour l'air et cinq fois plus pour l'oxygène pur (Kneser [43]).

Les auteurs recherchent par ce moyen des renseignements sur les phénomènes moléculaires. Signalons, entre autres, l'étude de Kneser [38], où 15 gaz ou vapeurs sont considérés et la rapide synthèse de Bergmann [5], p. 145.

III. — Relation entre le coefficient d'absorption et la différence de phase entre p et ρ.

Cette relation est simple et facile à établir sans que l'on ait à considérer les causes de ce déphasage φ, Richards [65], p. 41.

Posons pour les variations δp et $\delta\rho$

$$\delta p = U_1\, e^{i\omega\left(t - \frac{x}{V}\right) + i\varphi}, \qquad \delta\rho = U_2\, e^{i\omega\left(t - \frac{x}{V}\right)}$$

et considérons une onde plane

$$U = U_0\, e^{i\omega\left(t - \frac{x}{V}\right) - Ax}.$$

En portant toutes ces valeurs dans l'équation des petits mouvements

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \frac{\partial p}{\partial \rho}\,\frac{\partial^2 U}{\partial x^2},$$

on obtient des relations donnant V et A et en particulier l'absorption par longueur d'onde

$$A\lambda = 2\pi\,\mathrm{tg}\,\frac{\varphi}{2}.$$

Plusieurs auteurs proposent l'expression

$$2A\lambda = 2\pi\,\mathrm{tg}\,\varphi.$$

expression qui n'est valable que pour de petites valeurs de φ ou de $A\lambda$.

Rappelons d'ailleurs que A est le coefficient d'absorption de l'amplitude de l'onde sonore. L'absorption de l'énergie de l'onde est donnée par

$$2A = 2\,\frac{\omega}{V}\,\mathrm{tg}\,\frac{\varphi}{2}.$$

Cette méthode de recherche de A n'est pas nécessairement liée à l'absorption moléculaire. Elle fait voir que tout phénomène qui, dans la propagation

d'une onde sonore, apportera une sorte d'*hystérésis*, peut être cause d'absorption.

Lindsay [46] reprend dans cet esprit la considération de plusieurs causes d'absorption. *Voir* aussi Kneser [4].

Toutes ces considérations croissent en importance à mesure que l'on poursuit les recherches vers des fréquences plus élevées.

Signalons en terminant que, pour l'absorption des sons et ultrasons dans les liquides, un travail de recension analogue à celui-ci a été fait ([3]).

Les théories et les méthodes y sont rapidement parcourues. Les résultats d'expérience de 100 auteurs y sont rassemblés en tableaux sur 70 pages avec toutes les précisions données par ceux-ci (p, T, F).

([3]) Sette. — *Nuovo Cimento*, 1949, Supplément **6**, n° 1, 1 à 145.

Manuscrit reçu le 24 mars 1951.

BIBLIOGRAPHIE.

Les articles marqués * permettent d'acquérir assez rapidement des notions générales sur l'absorption moléculaire.

[1] Abello P. T. — Absorption des ondes ultrasonores par l'hydrogène et le gaz carbonique, *Proc. Nat. Acad. Sc. Wash*, 1927, **13**, 699.

[2] Abello P. T. — Absorption des ondes ultrasonores par divers gaz CO_2, H_2, N_2, H_e, *Phys. Rev.*, 1928, **31**, 1083-1091. — Étude expérimentale à la fréquence unique de 612 kc. Les ultrasons traversent un tube dont les deux bouts sont fermés par deux fines feuilles de celluloïd. Le tube contient de l'air avec divers pourcentages des gaz choisis. L'onde transmise est étudiée par quartz et amplificateur. L'eflet des feuilles de celluloïd est étudié à part. On observe une variation logarithmique de l'énergie transmise quand croît le pourcentage du gaz mélangé à l'air. La croissance du coefficient d'absorption, pour une addition de 1 pour 100 en volume du gaz est :

$CO_2 : 0{,}029$; $N_2O : 0{,}034$; $H_2 : 0{,}014$; $H_e : 0{,}0025$.

Avec mélange d'argon, aucune absorption n'est observée. L'auteur étudie aussi l'eflet de réflexion sur les feuilles de celluloïd : il dépend du mélange de gaz contenu à l'intérieur, selon la théorie du pouvoir réflecteur (cinq graphiques).

[3]* Bender D. — Vitesse des ultrasons dans l'azote, le bioxyde d'azote et le gaz carbonique entre 20 et 200°. Mesures par un nouveau procédé, *Ann. Physik*, 1940, **38**, 199-214. — Étude théorique et expérimentale. Méthode interférométrique. Bref rappel du rôle thermodynamique de la température. Étude de $\frac{V}{\sqrt{T}}$ en fonction de T, courbes, valeur à peu près constante. Allure générale de la variation de $\frac{V}{\sqrt{T}}$ avec la fréquence.

[4] Beljawskaja L. — Une nouvelle méthode pour la mesure du coefficient d'absorption des ultrasons dans les gaz (en allemand), *Bull. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 1937, **7**, 917.

[5]* Bergmann. — *Ultrasons*, édit. allemande, 1938, VDI-Verlag, Berlin. Traduction américaine, John Wiley and Sons, New-York, 1948. Absorption des ultrasons dans les gaz, p. 151-160.

[6]* Bourgin D. G. — *Nature*, 1928, **122**, 133 (bibliographie); *Phil. Mag.*, 1929, 7, 821; *Phys. Rev.*, 1929, **34**, 521-526; *Phys. Rev.*, 1932, 42, 721-730; *Phys. Rev.*, 1936, 49, 411 (bibliographie); *Phys. Rev.*, 1936, 50, 355. — Ample théorie mathématique embrassant tous les aspects de la dispersion et de l'absorption moléculaire dans les gaz. Exposés fondamentaux pour l'aspect mathématique de la question.

[7]* Buschmann. — *Z. Phys. Chem.*, 1941, B. **50**, 1-2, 73-99. — Relation entre le temps de relaxation, la pression et la fréquence dans CO_2, NH_3, N_2O. Dispersion du son et excitation par chocs.

[8] Claeys J. et Sack H. — Quelques remarques sur l'absorption des ultrasons dans les tubes (en allemand), *Bull. Belgique*, 1937, **23**, 659.

[9] Einstein. — Une théorie pour la détermination du degré de dissociation d'un gaz partiellement dissocié, *Sitz. Berl. Akad.*, 1920, 380.

[10] Eucken A. et Becker R. — Le passage d'énergie de translation en énergie de vibration par chocs de molécules hétérogènes comme principe de mesure de dispersion des sons, *Z. Phys. Chem.*, 1933, B. **20**, 467.

[11] Eucken A. et Becker R. — L'impulsion de chocs de vibrations intramoléculaires dans les gaz et mélanges de gaz comme principe de mesure de dispersion des sons, *Z. Phys. Chem.*, 1934, B. **27**, 219 et 235.

[12] Eucken A. et Jaacks H. — Même sujet (*suite*), *Z. Phys. Chem.*, 1935, B. **30**, 85.

[13] Franz J. et Eucken A. — *Z. Phys. Chem.*, 1933, B. **20**, 460. — Échange de l'énergie de translation en énergie de vibration dans les processus de chocs moléculaires.

[14] Gémant. — Frictional phenomena, *J. Applied Physics*, 1941, **12**, 718-724. — Exposé de l'absorption due à la viscosité, à la conductibilité calorifique et à l'énergie de vibration des molécules. L'ensemble se retrouve équivalemment dans Bergmann [5].

[15] Grossmann. — Mesure de l'absorption du son dans les gaz à haute fréquence, *Ann. Physik*, 1932, série V, **13**, 681-702. — Étude générale descriptive et numérique qui utilise les résultats de nombreux auteurs : Pierce, Pielemeier, Abello, principalement pour l'air, le CO_2, et aussi SO_2; Mesures par la méthode de Pierce; courbes des émetteurs et récepteurs. Nombreux graphiques.

[16] Grossmann. — Bandes d'absorption des sons dans l'oxyde de carbone, *Physik Z.*, 1932, **33**, 202.

[17] Grüneisen E. et Goens E. — Vitesse des sons dans le peroxyde d'azote. Une limite inférieure de sa vitesse de dissociation, *Ann. Physik*, 1923, série IV, **72**, 193.

[18]* Herzfeld et Rice. — Dispersion et absorption des ondes sonores de haute fréquence, *Phys. Rev.*, 1928, **31**, 691-695. — Brève étude mathématique de l'absorption moléculaire. Comparaison avec les valeurs expérimentales.

[19] Herzfeld. — *Ann. Physik*, 1935, **23**, 465. — L'absorption du son dans H_e est beaucoup plus grande que ne prévoit la théorie. L'auteur examine si un gradient de vitesse par trop élevé peut en être la cause. Les corrections ainsi apportées à l'absorption sont beaucoup trop petites.

[20] Hubbard J. C. — L'interféromètre acoustique résonateur, I. Le système acoustique et son équivalent électrique, *Phys. Rev.*, 1931, **38**, 1011-1019. —

Étude de l'émission et de la propagation d'une onde. Application au cas où la source est un quartz maintenu en vibrations forcées. Le circuit électrique équivalent au quartz et la colonne fluide couplée se trouve être le même que pour le quartz seul avec modification de R et de C.

[21] HUBBARD J. C. — L'interféromètre acoustique résonateur. II. Vitesse et absorption ultrasonique dans les gaz, *Phys. Rev.*, 1932, **41**, 523-535. — La majeure partie de cette étude concerne la théorie électrique de ce résonateur. Quelques valeurs de la vitesse et de l'absorption dans l'air et le gaz carbonique à la fréquence 597 kc.

[22] HUBBARD J. C. et HODGE A. H. — Rapport des chaleurs spécifiques de l'air, de l'azote et du gaz carbonique comme fonction de la pression par la méthode des ultrasons, *Phys. Rev.*, 1936, **49**, 194.

[23] HUBBARD J. C. et HODGE A. H. — Même sujet, *J. Chem. Phys.*, 1937, **5**, 978.

[24] HUBBARD J. C. — Méthode d'interférométrie acoustique pour la mesure de la vitesse et de l'absorption du son dans les gaz, *Phys. Rev.*, 1936, **35**, 1442.

[25]* ITTERBECK Van et MARIENS P. — *Physica*, 1937, **4**, 609-616. — Extension de la théorie quantique de la vitesse et de l'absorption aux températures ordinaires et aux basses températures dans O_2, H_2, N et CO_2 (entre + 110 et — 100°). L'effet de la pression est aussi étudié et se trouve anormal pour O_2 aux environs de 13°. En général, les coefficients d'absorption sont un peu plus larges que ceux prévus par la théorie courante.

[26] ITTERBECK Van. — *Physica*, 1940, **7**, 938-944. — Absorption du son dans l'hydrogène et l'hélium. Pression variable. Tableaux de valeurs.

[27] KLEIN E. et HERSHBERGER D. W. — Usage de l'interféromètre acoustique de Pierce pour la détermination de l'absorption des ondes sonores de hautes fréquences dans les gaz, *Phys. Rev.*, 1930, **36**, 1262.

[28] KLEIN E. et HERSHBERGER D. W. — Interféromètres supersoniques, *Phys. Rev.*, 1931, **37**, 760.

[29] KIRCHHOFF G. — Sur l'influence de la conductibilité calorifique sur la dispersion du son dans un gaz, *Pogg. Ann.*, 1868, **134**, 177.

[30] KNESER H. O. — Sur la vitesse des sons dans le gaz carbonique, *Physik Z.*, 1931, **32**, 179.

[31] KNESER H. O. — Théorie de la dispersion des sons, *Ann. Physik*, 1931, **11**, 761.

[32] KNESER H. O. — La dispersion des sons de hautes fréquences dans le CO_2, *Ann. Physik*, 1931, **11**, 777.

[33] KNESER H. O. et ZÜHLKE J. — Relaxation de l'énergie de vibration de CO_2 et N_2O, *Z. Physik*, 1932, **77**, 649.

[34] KNESER H. O. — L'absorption dans les gaz polyatomiques, *Ann. Physik*, 1933, **16**, 337.

[35] KNESER H. O. — L'interprétation de l'absorption anormale du son dans l'air et l'oxygène en rapport avec les collisions moléculaires, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1933, **5**, 122-126. — Étude mathématique.

[36] KNESER H. O. — L'excitation de la vibration du noyau de l'oxygène par chocs moléculaires, d'après les mesures d'absorption des sons, *Z. Techn. Phys.*, 1934, **15**, 559.

[37] KNESER H. O. et WALLMANN M. H. — Sur la question de la relaxation de la chaleur de rotation de l'hydrogène, *Naturwiss.*, 1934, **22**, 510.

[38] KNESER H. O. et KNUDSEN V. O. — Le temps de relaxation de l'énergie de vibration dans l'oxygène et l'influence de gaz étrangers, *Ann. Physik*, 1934, **21**, 682-696. — Bref rappel de la théorie de l'absorption moléculaire. Étude de la diminution de l'intensité du son dans une chambre de réverbération en fonction du temps (4 s) avec divers pourcentages de gaz étrangers (12 gaz : H_2, H_2, CO, CO_2, H_2S, C_2H_2, C_6H_6, ...). Fréquences de 3, 6 et 10 kc émises par haut-parleur et reçues par microphone. Résultats expérimentaux de l'absorption pour l'air et l'oxygène à 20°. Effet d'addition de vapeur d'eau ou d'ammoniac. Déductions numériques pour la cinétique des molécules : 15 gaz ou vapeurs sont considérés.

[39]* KNESER H. O. — Absorption moléculaire du son dans les gaz, *Z. Tech. Phys.*, 1935, **16**, 213-219. — Notion de l'absorption classique et de l'absorption moléculaire. Exposé descriptif simple de la seconde. Valeurs numériques pour O_2, CO_2. Effet de gaz étranger ou vapeur d'eau; graphiques. Bibliographie. La très grande partie de cette étude est reproduite dans BERGMANN, *Ultrasons* [5].

[40] KNESER H. O. — Abaque d'absorption du son, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1945, **16**, 273-274.

[41] KNESER H. O. — Viscosité de transport et de p dans les gaz, *Ann. Physik*, 1949, **6**, 253-256. — A côté de la viscosité ordinaire (η) de transport on considère une viscosité de $P(\zeta)$ qu'on peut évaluer par les mesures de l'absorption du son. En accord avec la théorie cinétique, on a $\zeta = 0$ pour un gaz monoatomique.

[42] KNUDSEN V. O. — L'absorption du son dans l'air et la vapeur d'eau, *Phys. Rev.*, 1933, **43**, 1051.

[43] KNUDSEN V. O. — Absorption du son dans l'air, l'oxygène et l'azote. Effet de l'humidité et de la température, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1933, **5**, 112-121. — Mesure de la décroissance de l'intensité du son en fonction du temps dans une chambre de réverbération. Effet de la vapeur d'eau. Étude pour tous les degrés d'humidité, pour des températures allant de — 15° à + 55° et des fréquences de 3 à 10 kc. Dans l'ensemble, l'absorption croît avec la température et avec la fréquence. Très nombreux graphiques. Conséquence pour l'acoustique des salles : les fréquences audibles élevées risquent d'être trop diminuées.

[44] KNUDSEN V. O. — L'absorption du son dans les gaz, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1935, **6**, 199.

[45] KNUDSEN V. O. et OBERT L. — Le transfert de l'énergie de translation en énergie de vibration dans l'oxygène influencé par de petites impuretés de vapeur d'eau ou d'ammoniac, *Phys. Rev.*, 1935, **47**, 256.

[46]* LINDSAY R. B. — Transmission du son dans l'air à basse pression, *Amer. J. Phys.*, 1948, **16**, 371-377. — L'équation classique de propagation du son est modifiée pour tenir compte d'une « relaxation » entre les variations de pression et les variations de densité de l'onde sonore. Il s'ensuit un coefficient d'absorption. Son expression est précisée dans différents cas (viscosité, conductibilité calorifique) conformément à la théorie cinétique. L'auteur étudie et présente en graphiques diverses approximations pour des fréquences allant jusqu'à 10^9 c : s et des pressions très faibles (moins de 1 mm de mercure).

[47] MOKHTAR M. et SHEHATA M. — La dispersion des ondes ultrasonores dans les gaz, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1950, **22**, 16-19. — Description détaillée du dispositif expérimental utilisé et des résultats obtenus dans une gamme de fréquences de 80 à 1000 kc pour O_2, CO_2 et l'air. Interprétation théorique des résultats.

[48] NOMOTO. — Démonstration simple des formules d'absorption et de dispersion du son, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, 1940, **22**, 77-90.

[49] NEKLEPAJEW N. — Sur l'absorption des ondes acoustiques courtes dans l'air, *Ann. Physik*, 1911, **35**, 175.

[50] OBERST H. — L'absorption des sons dans les gaz dans le tube de Kundt, en particulier sous pression. La participation moléculaire de l'absorption dans les tubes, *Akust. Z.*, 1937, **2**, 76.

[51] OVERBECK. — Effet de la température et de la fréquence sur la vitesse des ultrasons, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1941, **13**, 26-32. — Vitesse dans le CO_2 pour des

températures comprises entre 25 et 530° et des fréquences comprises entre 27 et 147 kc. Tableau et courbes.

[52] Pielemeier W. H. — L'interféromètre de Pierce comme instrument pour la détermination de la vitesse et de l'absorption, *Phys. Rev.*, 1929, **34**, 1184-1203. — Étude dans l'air et le gaz carbonique. Fréquences 0,3 à 1,4 Mc. L'auteur prouve une variation de V avec l'intensité de l'onde. Aux plus hautes fréquences, l'absorption est mesurée par pression de radiation.

[53] Pielemeier W. H. — Absorption et vitesse des sons de hautes fréquences dans l'oxygène, *Phys. Rev.*, 1930, **35**, 1417. — Bibliographie d'expériences.

[54] Pielemeier W. H. — Même sujet, *Phys. Rev.*, 1930, **36**, 1005.

[55] Pielemeier W. H. — Dispersion et absorption supersoniques dans le gaz carbonique, *Phys. Rev.*, 1932, **41**, 833-837. — Données expérimentales de 0,3 à 2 Mc. Courbes de la dispersion et de l'absorption commentées.

[56] Pielemeier W. H. — Même sujet, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1943, **15**, 16-21 et 22-26. — Mélange de vapeur d'eau. Étude à température variable (0 à 100°).

[57] Pielemeier W. H. — Dispersion supersonique dans l'air, *Phys. Rev.*, 1937, **52**, 244.

[58]* Pielemeier W. H. — L'abaque d'absorption du son de Kneser et autres diagrammes, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1945, **16**, 273-274. — Graphique montrant le bon accord des valeurs théoriques de Kneser avec celles mesurées par Knudsen et par l'auteur pour la valeur maxima de l'absorption moléculaire par longueur d'onde comme fonction de la température. Diagramme de Kneser modifié et emploi.

[59] Pierce G. W. — L'oscillateur piézoélectrique appliqué aux mesures de précision du son dans l'air et le gaz carbonique aux fréquences élevées, *Proc. Amer. Acad. Boston*, 1925, **60**, 271.

[60] Primakoff. — Relation entre l'absorption, la vitesse, la longueur d'onde et le libre parcours moyen, *Phys. Rev.*, 1941, **61**, 740.

[61] Rayleigh Lord. — Effet de la viscosité sur la vitesse et l'absorption des ondes sonores, *Theory of sound*, vol. II, Chap. 19, Macmillan et Co, London.

[62] Richards W. T. et Ried J. A. — Dispersion du son dans le tétroxyde d'azote et son interprétation en rapport avec le degré de dissociation, *J. Chem. Phys.*, 1933, **1**, 114 et 737.

[63] Richards W. T. et Ried J. A. — Études acoustiques. III. Le degré d'excitation de l'énergie de vibration dans CO_2, CS_2 et SO_2, *J. Chem. Phys.*, 1934, **2**, 193.

[64] Richards W. T. et Ried J. A. — Études acoustiques. IV. Efficacité des collisions de diverses molécules pour exciter l'état de vibration le plus bas de l'éthylène et quelques observations concernant l'excitation de l'énergie de rotation de l'hydrogène, *J. Chem. Phys.*, 1934, **2**, 206.

[65]* Richards W. T. — Phénomènes supersoniques, *Rev. Modern Physics*, 1939, **11**, 36-64. — Propagation d'une onde plane. Dispersion et absorption moléculaires dans un gaz polyatomique. Étude mathématique dans le cas où chaque molécule possède un quantum d'énergie de vibration. Généralisation pour plusieurs modes de vibration ou plusieurs quanta. Détermination expérimentale de la vitesse et de l'absorption du son. Effet d'ondes sonores de grande amplitude. *Très importante bibliographie* sur tous aspects des ultrasons.

[66] Richardson E. G. — Étude de l'absorption par la méthode du fil chaud et examen critique de la théorie des collisions, *Proc. Roy. Soc.*, 1934, A. **146**, 56.

[67] Richardson E. G. et Mokhtar M. — Dispersion des ultrasons dans les gaz, air contenant de la vapeur d'eau, *Proc. Roy. Soc.*, 1945, A. **184**, 117-128. — Les mesures indiquent : 1° V dans l'air sec est indépendant de la fréquence (entre 40 et 700 kc); 2° le coefficient d'absorption A est très supérieur à la valeur théorique de Stokes-Kirchoff; 3° $\frac{A}{N}$ est constant dans l'air sec et non $\frac{A}{N^2}$ comme le voudrait la théorie; 4° dans l'air humide A passe par un maximum pour une tension de vapeur qui diminue quand la fréquence augmente; 5° le maximum de dispersion de vitesse s'abaisse quand la fréquence augmente.

[68]* Rocard Y. — *Propagation et absorption du son*, Hermann, Paris, 1935, Collection « Actualités scientifiques et industrielles ». — Études mathématiques de toutes les causes d'absorption du son : viscosité, conductibilité thermique, rayonnement, diffusion (dans le cas d'un mélange), déphasage entre les variations de pression et de densité. Dispersion ou absorption due à l'activation des molécules. Comparaisons numériques des divers facteurs d'absorption. Cas des ondes d'amplitude finie.

[68 *bis*] Rocard Y. — Sur l'absorption du son dans les gaz notamment aux fréquences très élevées, *Rev. d'Acoust.*, 1934, **3**, 47-62. — Même étude générale que ci-dessus.

[69] Rocard Y. — Sur l'amortissement des ondes sonores dans un milieu gazeux homogène, *J. Phys. Rad.*, 1930, **1**, 426. — Étude théorique et spécialement effet de diffusion.

[70] Rogers H. H. — Relation entre l'humidité relative et l'absorption des ondes ultrasonores dans différents mélanges de CO_2, *Phys. Rev.*, 1932, **41**, 369.

[71] Rogers H. H. — Absorption des ondes ultrasonores dans les mélanges d'air et de CO_2 pour différents degrés d'humidité relative, *Phys. Rev.*, 1934, **45**, 208.

[72] Roy A. S. et Rose M. E. — The rotational dispersion of sound in Hydrogen, *Phys. Rev.*, 1935, **47**, 335.

[73] Roy A. S. et Rose M. E. — Même sujet, *Proc. Roy. Soc.*, 1935, **149**, 511.

[74] Rutgers A. J. — Théorie de dispersion des sons, *Ann. Physik*, 1933, **16**, 350.

[75] Sivian L. J. — *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1947, **19**, 914.

[76]* Stewart E. S. — Dispersion de la vitesse et absorption anormale du son dans l'hydrogène, *Phys. Rev.*, 1946, **69**, 632-640. — Étude expérimentale pour deux fréquences 3 855 Mc et 6 254 Mc, pour diverses pressions (1, 0,83, 0,67, 0,50 atm) à température fixe : 25°. Dispersion de 1321,9 m : s à 1382,0 m : s. Comparaison avec les formules de l'absorption moléculaire, présentées sous les formes les plus simples. Les calculs placent le point d'inflexion de V à 10,95 Mc et le maximum de λ à 10,0 Mc à partir de données de la vitesse et à 16,1 ou 14,8 Mc à partir des données de l'absorption. Les temps de relaxation pour $p = 1$ atm sont de l'ordre de $1,8\ 10^{-8}$ s.

[77] Stokes G. G. — *Trans. Camb. Phil. Soc.*, 1845, **8**, 297; *Phil. Mag.*, 1851, **1**, 305. — Pertes par viscosité et conductibilité thermique.

[78] Tisza. — Absorption des ultrasons et relation de viscosité de Stokes, *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 531-536. — L'auteur considère deux coefficients de viscosité au lieu d'un seul comme l'indiquait Stokes. Il développe une théorie de l'absorption et de la dispersion du son en conformité avec l'expérience et la relie avec la théorie de la relaxation.

[79] Wallmann. — Le temps de relaxation de la chaleur de vibration dans CO_2, *Ann. Physik*, 1934, **21**, 671. — Confirmation des effets de dispersion du gaz carbonique énoncés par Richards et Reid. Effet de la pression et de gaz étranger.

[80] Warner G. W. — *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1937, **9**, 30. — Étude expérimentale dans CO_2, SO_2, N_2O à température variable. Tableau de valeurs et courbes.

LETTRES AUX ÉDITEURS

SUR L'AMINCISSEMENT DES RUBANS MÉTALLIQUES PAR POLISSAGE ÉLECTROLYTIQUE

Par C. Chalin et I. Epelboin.
Laboratoire de Physique (Enseignement) de la Faculté des Sciences de Paris.

Depuis trois ans, nous utilisons couramment une technique d'amincissement électrolytique très poussé des métaux qui permet l'étude de diverses propriétés de la substance. Un travail antérieur sur la résistance électrique des cellules de polissage électrolytique a permis de constater que l'on pouvait enlever uniformément des quantités importantes de métal en assurant une répartition uniforme de la densité de courant sur l'anode; il suffit pour cela de réaliser un système convenable de mise sous tension de l'électrode.

Un procédé dynamique applicable aux laminés ou tréfilés de grande longueur consiste à entraîner l'échantillon suivant un mouvement de translation uniforme longitudinal tel que chaque point de l'anode prenne successivement les mêmes positions; dans ces conditions, ils ont tous subi, à la fin de l'électrolyse, les mêmes variations de densité de courant. Nous avons réalisé un dispositif de ce genre qui a permis d'amincir à la moitié de leur épaisseur initiale des rubans de 50 m de longueur; nous n'avons cependant pas cherché à le perfectionner car il répond plutôt à des usages industriels.

Pour les besoins du laboratoire et dans le cas des laminés, nous utilisons un procédé statique qui permet d'enlever 90 à 95 pour 100 de l'épaisseur du métal. Il consiste à amener le courant en tous les points de l'une des faces de l'anode afin de réaliser une répartition homogène de la densité de courant sur l'autre face. Pour cela, nous utilisons un support d'anode en parfait contact électrique avec une des faces du métal; pour arriver à des épaisseurs très faibles, on améliore préalablement le contact en faisant subir au support et au ruban des polissages électrolytiques successifs. On réalise ainsi des rubans de 4 μ d'épaisseur sur 1 m de long en partant de rubans de 60 μ d'épaisseur et pratiquement de même longueur.

L'étude des propriétés des rubans ainsi obtenus nous a montré qu'il est souvent inutile de faire subir au matériau des laminages très poussés, non seulement parce que cela demande des opérations plus compliquées que celles du polissage électrolytique, mais aussi parce que le laminage entraîne la création d'une couche altérée d'autant plus importante que l'épaisseur est plus faible. En particulier, dans le cas d'un alliage usuel laminé à froid du type Mumétal au molybdène de 60μ d'épaisseur, nous avons décelé une couche superficielle importante. Nous avons utilisé pour cela différentes méthodes : étude des variations de la conductivité électrique, de la perméabilité magnétique, observation des franges d'interférence, etc. Cette altération pourrait expliquer les variations de la densité apparente du métal laminé, puis ramené par notre procédé à diverses épaisseurs. En mesurant à l'aide d'un picnomètre la densité par rapport au bromoforme, on trouve un maximum net pour une épaisseur de 20 μ supérieur de 2 pour 100 à la valeur trouvée pour 60 μ. Cette épaisseur de 20 μ correspond d'ailleurs à des maxima de la conductivité électrique et de la perméabilité initiale (de l'ordre de 50) qui augmentent respectivement de 1,6 pour 100 et de 6 pour 100. Des variations de la densité ont déjà été constatées dans ce sens en fonction d'un travail mécanique à froid [1]. De même, le module d'Young déterminé à l'aide d'une micromachine Chevenard à partir de la pente de la courbe tension-allongement (au-dessous de la limite élastique) passe pour la même épaisseur par un maximum supérieur d'environ 20 pour 100 à sa valeur initiale.

L'amincissement électrolytique permet donc d'étudier les couches profondes d'un métal massif et de mieux connaître leur influence sur ses propriétés. Nous avons pu voir que la couche altérée par le laminage est souvent très importante et son élimination par notre technique permet de mieux connaître et utiliser les substances métalliques massives.

[1] Tarô Uêda. — *Sc. Rep. Tohoku. Imp. Univ.*, 1930, **19**, 473.

Manuscrit reçu le 2 octobre 1951.

SUR L'AMINCISSEMENT DES FILS PAR POLISSAGE ÉLECTROLYTIQUE

Par I. Epelboin et A. P. Ghaheri,
Laboratoire de Physique (Enseignement) de la Faculté des Sciences de Paris.

Les procédés d'amincissement électrolytique que nous utilisons pour les rubans métalliques sont difficilement applicables aux fils; pour le procédé statique [1] la forme de ces derniers ne permet pas d'utiliser des supports d'anode amenant le courant en chaque point de la surface; quant au procédé dynamique, il ne permet pas d'obtenir des fils très

fins à cause de la chute nuisible de tension à l'anode et de leur fragilité mécanique.

Il fallait donc établir une technique basée sur des considérations différentes. Or, l'étude du polissage électrolytique montre que l'ion métallique quitte l'anode surtout par diffusion [2] si l'on peut créer un gradient de concentration des produits de dissolution anodique tel qu'il reste le même tout le long du fil, on peut donc amincir celui-ci de façon uniforme (ce gradient varie forcément aux points d'amenée du courant, car la densité de courant y est beaucoup plus élevée).

On peut y arriver en fixant les deux extrémités du fil à amincir sur deux côtés opposés d'un cadre rectangulaire constitué d'un fil de même métal, mais de diamètre nettement supérieur (par exemple : 1 mm pour amincir un fil de 100 μ de diamètre). Afin de répartir convenablement le gradient de concentration le long du fil à amincir, on peut, soit agiter mécaniquement le cadre, soit superposer un champ magnétique convenable qui provoque une agitation du bain. Si l'on n'agite pas, le fil casse en général lorsqu'on a enlevé les 2/3 de son épaisseur. La densité de courant aux extrémités du fil étant très forte, il est indispensable de plonger le fil dans le bain à une profondeur bien déterminée et de retourner plusieurs fois le cadre au cours de l'amincissement; lorsqu'on a enlevé plus des 2/3 de son épaisseur, il est bon de vernir les attaches du fil. On arrive de cette manière à enlever les 9/10e de l'épaisseur initiale du fil; par exemple, on obtient un fil de 10 μ de diamètre à partir d'un fil de diamètre de 100 μ.

Pour descendre à des diamètres plus faibles, on doit répartir le gradient de concentration de façon plus précise. A cet effet, on peut fixer sur le cadre plusieurs fils très rapprochés les uns des autres Pour arriver à une épaisseur de 4 μ, il est nécessaire de sacrifier un plus ou moins grand nombre de ces fils; cependant, on peut, avec un peu d'habitude, obtenir deux à trois fils uniformes sur une longueur de 6 à 8 cm après avoir fixé sur le cadre une dizaine de fils de 10 cm de longueur. De même que pour l'amincissement des rubans, l'état de surface du métal présente une grande importance Pour obtenir des fils de 4 μ de diamètre à partir de fils de 10 μ, il est donc préférable de les avoir préalablement amincis à partir d'un diamètre plus grand en utilisant la technique indiquée ci-dessus plutôt que d'utiliser des fils de 10 μ obtenus par un procédé mécanique. Pour éviter la détérioration de fils, on peut procéder de la même manière que pour les rubans en répartissant convenablement le courant de polissage; pour cela, le cadre doit être remplacé par un support d'anode de métal massif en contact avec le fil sur toute la longueur de ce dernier. Cela permet d'arriver à une épaisseur de 4 μ pratiquement sans déchet, mais le profil du fil aminci n'est plus circulaire alors qu'il le reste si l'on utilise le précédent procédé (cadre).

Nous utilisons au laboratoire ces procédés d'amincissement des fils pour les mêmes fins que l'amincissement des rubans, car ils nous permettent d'éliminer la couche altérée par les procédés mécaniques. Nous indiquerons, par ailleurs, les nouveaux résultats que nous avons ainsi pu obtenir [3].

[1] Chalin C. et Epelboin I. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 000.

[2] Elmore W. — *J. Appl. Phys.*, 1939, **10**, 724 et 1940, **11**, 797.

(3) I. Epelboin. — Amincissement électrolytique très poussé et ses applications. Séance du 26 octobre 1951 des journées métallurgiques d'automne de la S.F.M. à paraître dans la *Revue de Métallurgie* (référence ajoutée en cours d'impression).

Manuscrit reçu le 2 octobre 1951.

MÉTHODE DE PRÉPARATION DE MONOCRISTAUX

Par H Piatier et A. Accary,
Laboratoire des Rayons X,
de l'École pratique des Hautes Études,
Laboratoire Central des Poudres.

Le but de la méthode décrite ici est la préparation d'un cristal unique d'assez grandes dimensions. Elle est, en particulier, utilisable pour des produits altérés par un chauffage prolongé à leur température de fusion en présence d'air. Elle a été utilisée avec succès dans le cas du stilbène et du tolane.

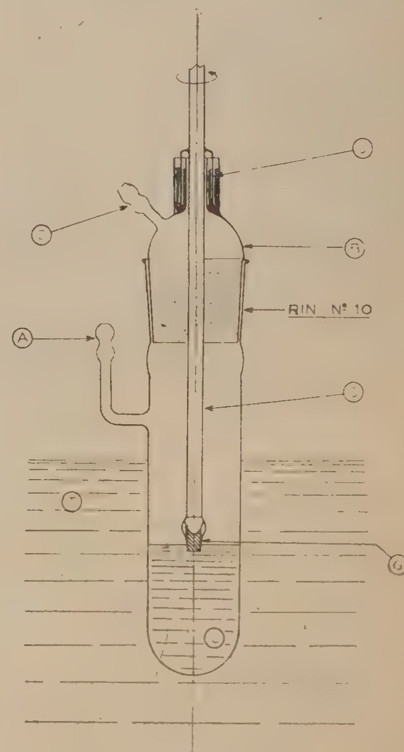


Fig. 1.

Dans son principe, la méthode consiste à nourrir un germe monocristallin (petit cristal du produit)

dans le produit fondu, le germe étant refroidi par un courant gazeux. Elle s'apparente à d'autres méthodes précédemment décrites [1], [2], [3], [4].

L'appareil utilisé est constitué d'un vase cylindrique V immergé partiellement dans un thermostat T. Ce vase est fermé par le bouchon rodé B. Le germe G est fixé à la tige support S. Cette tige animée d'un lent mouvement de rotation sur elle-même passe à travers le bouchon par le joint de mercure J. Le vase porte un ajutage latéral en A. Le bouchon porte un ajutage à sa partie supérieure en C.

Le produit à cristalliser est introduit à l'état solide dans le vase. Par l'ajutage A, on admet un gaz ne réagissant pas avec ce produit, le gaz remplit la partie supérieure du vase et s'échappe en C, formant ainsi une atmosphère inerte au-dessus du produit. Celui-ci est alors fondu et sa température réglée à une valeur très légèrement supérieure à sa température de fusion. Le germe est alors introduit partiellement dans le liquide et le courant gazeux ajusté de manière à produire une lente croissance du germe. Le cristal formé occupant un volume inférieur à celui du liquide qui lui a donné naissance, il en résulte une baisse continuelle du liquide et le cristal se développe vers le bas en épousant approximativement la forme d'un cylindre de révolution à axe vertical.

La cristallisation est d'autant meilleure que le produit de départ est plus pur; cependant la méthode elle-même constitue une purification, les impuretés s'accumulant dans le liquide, et permet de se contenter d'un produit de départ d'une pureté relative à condition de ne cristalliser qu'une partie du liquide.

Le refroidissement à température ambiante du monocristal terminé doit être extrêmement lent sous peine de voir celui-ci se fendre par suite des tensions prenant naissance dans sa masse.

La méthode fournit des masses monocristallines claires et exemptes de bulles (s'il se forme quelques bulles au début de la cristallisation, leur formation s'arrête rapidement).

[1] Czochralski J. — *Z. phys. Chem.*, 1918, **92**, 219-221.
[2] Nacken R. — *Neues Jahrb. Minéral. Geol.*, 1915, **2**, 133-164.
[3] Kyropoulos S. — *Z. Anorg. Chem.*, 1926, **154**, 308-313; *Z. Physik.*, 1930, **63**, 849-854.
[4] Harding G. N. — *A.E.R.E.*, N/M 43.

Manuscrit reçu le 5 octobre 1951.

MISE EN ÉVIDENCE DIRECTE DE LA CONDUCTIBILITÉ D'UN DIÉLECTRIQUE MINCE SOUMIS A UN BOMBARDEMENT ÉLECTRONIQUE

Par Ch. Dufour, A. Herpin * et J.-P. Thomas,

Laboratoire de la Compagnie des Compteurs. Montrouge.

1. Un bombardement électronique d'énergie suffisante (quelques kilovolts) crée dans un diélectrique des électrons secondaires internes. Ces électrons secondaires sont dans les bandes de conduction du solide et leur vitesse est de l'ordre de grandeur de la vitesse thermique. Ils ne peuvent s'arrêter que s'ils sont captés par un piège à électrons, ce qui se produit au bout d'un certain temps. Pendant ce temps, ils peuvent diffuser dans le solide, et, s'ils sont créés au voisinage de sa surface, ils peuvent en sortir, provoquant ainsi l'*émission secondaire* bien connue. Si l'on soumet le diélectrique à un champ électrique, ils sont entraînés en sens inverse du champ, donnant alors naissance à un *courant induit*. Dans un diélectrique en couche épaisse, il se forme une charge d'espace qui vient très vite annuler le courant induit. Ces courants de déplacement instantanés ont été mis en évidence par Mc Kay [1], à l'aide d'une méthode par impulsions. Dans un diélectrique en couche très mince, le rôle de la charge d'espace est plus réduit, et l'on peut observer un courant induit permanent. Ce phénomène a été étudié par Pensak [2] qui mesurait le courant traversant une couche mince (de l'ordre du micron) déposée sur une plaque métallique. La face avant de la couche diélectrique était portée à un potentiel constant par un bombardement électronique auxiliaire.

2. Nous avons cherché à mettre en évidence le courant induit par une méthode plus directe, ne nécessitant pas l'utilisation d'un bombardement auxiliaire et, par là même, affranchie de toute hypothèse sur l'émission secondaire de l'isolant. Pour cela, nous avons déposé, par évaporation, sur un support de verre une triple couche Al—ZnS—Al. Les deux couches métalliques étant très minces (30 m μ), donc semi-transparentes, l'ensemble forme un filtre interférentiel qui permet une mesure optique facile de l'épaisseur du diélectrique. Les deux couches métalliques servant d'électrodes sont disposées de façon à être parfaitement isolées l'une de l'autre. L'évaporation doit être conduite avec un soin particulier, pour éviter les poussières qui court-circuiteraient les électrodes. Le montage électrique très simple est schématisé sur la figure 1. La couche d'aluminium extérieure freine les électrons primaires; la formule de Whiddington montre que l'affaiblissement correspond à environ 1000 V, soit 1/10e seulement de la tension d'accélération de 10 000 V généralement utilisée pour le faisceau électronique primaire.

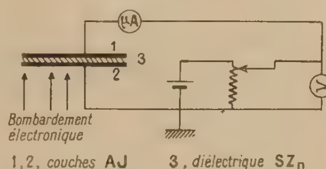


Fig. 1.

3. Pour toutes les cibles utilisables (résistance de la couche au moins égale à $10^6\,\Omega$ sous quelques volts pour une surface utile de l'ordre du centimètre

* Laboratoire de Recherches Physiques, Faculté des Sciences de Paris.

carré), nous avons observé le phénomène de conductibilité induite. Le rapport de conduction $\beta = \frac{i_i}{i_p}$ [i_i, courant dans le diélectrique [1]; i_p, courant primaire], varie fortement d'une cible à l'autre, même pour des couches évaporées apparemment dans les mêmes conditions. La figure 2 représente la variation

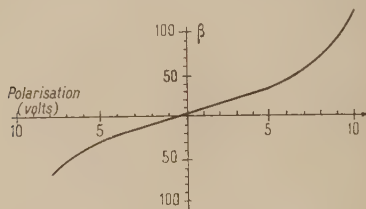


Fig. 2.

du coefficient β en fonction de la tension de polarisation V_p pour une des couches expérimentées. Malgré les écarts numériques, les courbes relevées sur différentes couches présentent toutes les caractères communs suivants :

a. Pour une tension nulle, le courant induit est positif;

b. Le rapport de conductibilité est nul pour une tension de polarisation négative, ce qui paraît normal, si l'on admet que les électrons secondaires internes sont émis avec une vitesse moyenne dirigée dans le sens de propagation des électrons primaires;

c. La courbe présente une inflexion, au voisinage de $V_p = 0$, ce qui semble exclure un effet de saturation.

4. Dans l'étude des courants de fuite à travers la couche mince, en l'absence de bombardement, nous avons observé quelques anomalies :

a. Le courant ne suit pas la loi d'Ohm;

b. A tension constante, on observe des fluctuations de courant dont l'intensité diminue avec le temps, en même temps que la valeur moyenne du courant; le temps de stabilisation étant d'autant plus grand que la tension appliquée est plus élevée;

c. Si le courant est stabilisé pour une tension V_p, il le sera pour toute tension comprise entre 0 et V_p, mais il ne le sera pas pour les tensions supérieures à V_p ou de polarité inverse.

Ces phénomènes accessoires, non expliqués peuvent être dus à la formation de ponts. Ces conductibilités résiduelles sont suffisamment faibles pour ne pas gêner les mesures de conductibilité induite.

[1] Mc Kay. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1606.
[2] Pensak L. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 472.

Manuscrit reçu le 15 septembre 1951.

[1] Le courant induit, de même que la polarisation sont comptés positivement dans le sens du courant primaire.

ÉPAISSEUR OPTIQUE D'UN ÉTALON INTERFÉRENTIEL DE FABRY-PÉROT A MIROIRS SEMI-TRANSPARENTS COMPLEXES

Par Ch. Dufour,
Laboratoire Télévision
de la Compagnie des Compteurs. Montrouge.

Nous allons évaluer la modification de l'ordre d'interférence quand on remplace les couches métalliques usuelles par les couches multiples MBH ou HBHBH déjà préconisées [1] (M, métal semi-transparent; H, diélectrique d'indice élevé; B, diélectrique de bas indice). Pour illustrer la méthode utilisée, nous raisonnerons sur un filtre interférentiel symétrique à couches d'argent améliorées par une paire de couches diélectriques cryolithe-sulfure de zinc.

Considérons l'étalon d'épaisseur *ne* en prenant pour plans de référence les faces en regard A (*voir fig.* 1). Nous pouvons calculer ses propriétés si nous connaissons le facteur de réflexion *R* (λ) et le changement de phase à la réflexion ψ(λ) en A sur la triple couche MBH.

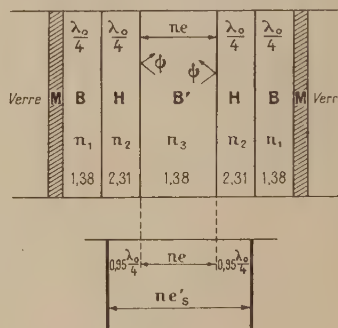


Fig. 1.

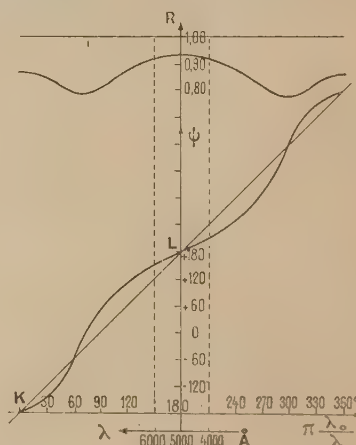


Fig. 2.

La figure 2 donne *R* et ψ calculés par voie gra-

phique [2] pour une couche métallique M de facteur de réflexion ρ^2 indépendant de λ et donnant un changement de phase à la réflexion égal à π. Les deux couches B et H ont une épaisseur égale $\frac{\lambda_0}{4}$.

Nous pouvons maintenant définir :

a. Un « *étalon parfait équivalent* » *pour chaque longueur d'onde.* — Cet étalon parfait à couches semi-transparentes de même facteur de réflexion *R* (mais sans épaisseur et ne provoquant aucun changement de phase à la réflexion ($\psi' = 0$) a pour épaisseur optique

$$ne' = ne + 2n\varepsilon, \qquad \text{où} \quad n\varepsilon = \frac{-\lambda\psi(\lambda)}{4\pi},$$

$\varepsilon > 0$ s'ajoute à e quand $\psi > 0$ est un retard de phase.

Cette notion d'étalon parfait équivalent n'est intéressante que si le domaine de λ est suffisamment faible pour qu'on puisse considérer ε comme constant (applications métrologiques).

b. Un « *étalon équivalent d'épaisseur stationnaire* » *dans un certain domaine de longueurs d'onde.* — La courbe $\psi\left(\pi\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)$ présente une partie rectiligne dans la région du maximum de *R*. On peut donc mettre ψ sous la forme

$$\psi = \frac{-4\pi n\varepsilon_s}{\lambda} + \psi'_s$$

avec ε' et ψ'_s constants.

Nous appelons l'étalon d'épaisseur $ne'_s = ne + 2n\varepsilon_s$ l'étalon équivalent d'épaisseur stationnaire entre $(\lambda - \Delta\lambda)$ et $(\lambda + \Delta\lambda)$. Le domaine de longueurs d'onde où cette approximation reste possible s'évalue facilement sur la courbe $\psi = f\left(\pi\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)$; il couvre tout le spectre visible pour $\lambda = 5\,000$ Å.

La valeur de $n\varepsilon_s$ se déduit de la pente de la courbe $\psi\left(\pi\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)$ pour λ_0. Cette pente varie très lentement en fonction de ρ dès que le facteur de réflexion de la couche métallique dépasse 0,5 ce qui nous a permis de trouver pour $n\varepsilon_s$ une expression approchée indépendante de ρ

$$n\varepsilon_s \# \frac{n_3}{n_2}\left(1 + \frac{n_1}{n_2}\right)\frac{\lambda_0}{4},$$

soit, dans l'exemple choisi,

$$n\varepsilon_s = 0{,}95\frac{\lambda_0}{4} \qquad \text{avec} \qquad \psi'_s = -0{,}05\,\pi.$$

Le filtre interférentiel complexe considéré avec $ne = \frac{\lambda_0}{2}$ se comportera donc dans le spectre visible comme un filtre usuel de facteur de réflexion *R* et d'épaisseur $1{,}95\frac{\lambda_0}{2}$, c'est-à-dire pratiquement comme un filtre du deuxième ordre. Nous aurons, en particulier, pour le calcul de la largeur de bande

$$\frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \# 1{,}95\frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}.$$

La transposition de ces résultats à l'étalon à lame d'air se fait sans difficulté. La valeur numérique de $n\varepsilon_s$ pour des miroirs : verre, métal, $\frac{\lambda_0}{4}$ cryolithe, $\frac{\lambda_0}{4}$ SZn, Air est égale à :

$$n\varepsilon_s = 0{,}69\frac{\lambda_0}{4}.$$

c. Un « *étalon équivalent d'épaisseur moyenne* » *dans un large domaine de* λ. — Dans le cas étudié et, d'une façon plus générale, pour des couches multiples d'épaisseurs commensurables, la fonction $\psi\left(\frac{1}{\lambda}\right)$ peut se mettre sous la forme

$$\psi = -\frac{4\pi n\bar{\varepsilon}}{\lambda} + \bar{\psi}' + \psi''\left(\frac{1}{\lambda}\right),$$

où $\bar{\varepsilon}$ et $\bar{\psi}'$ sont des constantes et $\psi''\left(\frac{1}{\lambda}\right)$ une fonction périodique de valeur moyenne nulle.

$\overline{ne'} = ne + 2n\bar{\varepsilon}$ représente l'épaisseur optique moyenne de l'étalon équivalent, $n\bar{\varepsilon}$ est défini par la pente de la droite KL sur la figure 2.

De toute évidence

$$n\bar{\varepsilon} = 2\frac{\lambda_0}{4} \qquad \text{et} \qquad n\bar{e}' = 3\frac{\lambda_0}{2}.$$

Le filtre interférentiel complexe étudié présente donc dans un très large domaine de longueurs d'onde le même nombre de pics de transmission qu'un filtre usuel du troisième ordre.

Conclusion. — La méthode ci-dessus peut être généralisée pour toutes les couches complexes symétriques. Nous l'avons appliquée avec succès aux filtres du type MBHBH *B'* HBHBM et expliqué les résultats obtenus par A. F. Turner et par nous-mêmes [3], [4].

Pour les étalons recouverts de couches HBHBH (couches d'égale épaisseur optique), les courbes $\psi\left(\pi\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)$ ont même allure que pour les couches MBH au voisinage de λ_0. Elles sont, au contraire très différentes dans les régions de minima de réflexion [5].

[1] DUFOUR-CH. — *J. du C.N.R.S.*, Bellevue, 1950, n° **10**, 1-6; DUFOUR CH. et JACQUINOT P. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 427.

[2] DUFOUR CH. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 327-331.

[3] TURNER A. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 444.

[4] DUFOUR CH. — *C.R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, 2132-2133.

[5] Résultats contrôlés par la méthode de calcul matriciel de HERPIN A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **225**, 182-183.

Manuscrit reçu le 27 juillet 1951.

ÉCHANGES DE CHALEUR DANS L'HYDROGÈNE BOUILLANT SOUS PRESSION ATMOSPHÉRIQUE

Par Louis Weil et Albert Lacaze.
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal. Grenoble.

Nous avons mesuré la puissance P cédée par centimètre carré de surface chauffante à l'hydrogène liquide en utilisant jusqu'à la caléfaction la méthode

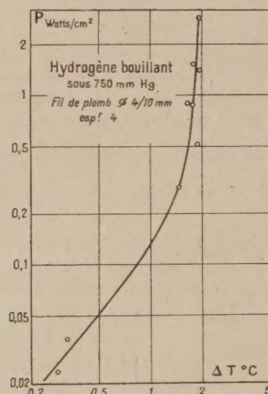


Fig. 1.

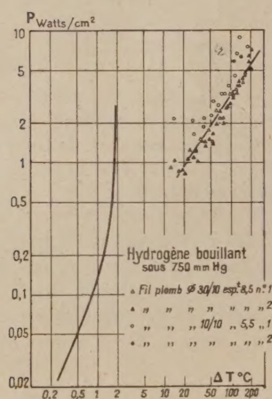


Fig. 2.

électrique déjà employée pour l'azote liquide [1, 2] et pour des écarts de température supérieurs la méthode rapide décrite récemment par l'un de nous [3].

Dans les deux cas, l'élément chauffant était en général un fil de plomb; ce métal, grâce à sa température de Debye particulièrement basse garde, même dans l'hydrogène liquide, une valeur de $\frac{dR}{dT}$ notable, ce qui facilite la mesure électrique des températures.

Les résultats de la figure 1 ont été confirmés par diverses autres mesures faites sur des fils de cuivre de 0,1 mm de diamètre. La figure 2 résume l'ensemble des résultats en même temps qu'elle indique les valeurs de P mesurées aux grands écarts de température.

La caléfaction s'établit dans l'hydrogène liquide pour un écart de température de 2° contre environ 10° dans l'azote liquide [1] et plusieurs dizaines de degrés pour les liquides bouillant à des températures supérieures [4]. On remarque, d'autre part, l'énorme augmentation de puissance échangée quand la température de la surface chauffante dépasse la température critique du liquide. Cet accroissement a été également constaté dans l'azote liquide [5] et y a été confirmé par une méthode indépendante.

[1] Weil L. et Lacaze A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 186.
[2] Weil L. et Lacaze A. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 45 S.
[3] Weil L. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 000.
[4] Mc Adams W. H. — *Heat Transmission*, 1942, 294.
[5] Weil L. — *VIIIe Congrès Int. de Réfrigération*, Londres, 1951.

Manuscrit reçu le 17 septembre 1951.

COMPTE RENDU SOMMAIRE DE LA VIIe ASSEMBLÉE GÉNÉRALE DE L'UNION INTERNATIONALE DE PHYSIQUE PURE ET APPLIQUÉE

L'Assemblée générale s'est réunie à Copenhague, les 11, 12 et 13 juillet 1951.

Un colloque sur les problèmes de la Physique Quantique, organisé par les Professeurs Niels Bohr et S. Rozental, s'est tenu dans la même ville du 6 au 10 juillet, avec le plus vif succès. Il fera l'objet d'un compte rendu spécial.

17 Comités Nationaux adhérents étaient représentés à l'Assemblée, à laquelle assistèrent également MM. P. Auger, chef du Département des Sciences exactes et naturelles de l'UNESCO et R. Fraser, observateur désigné par le Conseil international des Unions Scientifiques.

La délégation française était constituée de MM. E. Bauer, G. A. Boutry, J. Cabannes, G. Darrieus, P. Fleury, A. Pérard, A. Proca.

I. Activité des années récentes. — L'Assemblée marquant sa satisfaction de l'activité développée depuis 1918, a approuvé les rapports présentés par le Secrétaire général, les Secrétaires ou Présidents de Commissions diverses et la Commission des finances.

Elle a adressé à M. le Directeur général de l'UNESCO un message de gratitude pour l'aide si efficace qu'apporte cet organisme à notre Union.

Elle a exprimé sa reconnaissance aux membres du précédent Comité Exécutif, aux Vice-Présidents non rééligibles, et tout spécialement au Président H. A. Kramers.

II. — Élections. — Ont été élus ou réélus, à l'unanimité :

Comité Exécutif : Président : M. N. F. Mott (Bristol); Vice-Présidents : MM. E. Amaldi (Rome), G. Borelius (Stockholm), Heyrowsky (Prague),

P. Huber (Bâle), K. S. Krishnan (New-Delhi), M. L. Oliphant (Canberra), J. C. Slater (Cambridge, Mass.) et J. A. Wheeler (Princeton, N. J.); Secrétaire général : P. Fleury (Paris).

Commissions spécialisées (P, Président; S, Secrétaire). — *Finances :* E. Bauer (Paris), C. J. Gorter (Leiden); *Symboles, Unités, Nomenclature :* A. Pérard, P (jusqu'à la fin de 1951), H. König, P. (Berne), J. de Boer, S (Amsterdam), J. Cabannes (Paris), E. Guggenheim (Reading), E. Perucca (Turin), J. H. Van Vleck (Cambridge, Mass.); *Thermodydynamique et Mécanique Statistique :* J. Mayer, P (Chicago), I. Prigogine, S (Bruxelles), E. Bauer (Paris), J. A. Beattie (Cambridge), S. R. de Groot (Utrecht), E. Rushbrooke (Newcastle, U. K.); *Rayons Cosmiques :* P. M. S. Blackett, P (Manchester), L. Leprince-Ringuet (Paris), C. D. Anderson (Pasadena, Californie), G. Bernardini (Rome), H. J. Bhabha (Bombay), M. S. Vallarta (Mexico); *Très basses températures :* F. E. Simon, P (Oxford), C. J. Gorter, S (Leiden), F. C. Brickwedde (Washington, D. C.), K. Clusius (Zurich), A. van Itterbeek (Louvain), C. E. Lane (Newhaven, Connecticut); *Publications :* J. A. Awbery, P (Londres), G. A. Boutry, S (Paris), M. Fierz (Bâle), A. D. Fokker (Amsterdam), E. Hutchisson (Cleveland, Ohio), E. Perucca (Turin). En outre, l'Assemblée générale a décidé la création d'une nouvelle Commission spécialisée pour l'*Acoustique*. Ont été désignés pour en faire partie : R. H. Bolt, P (Cambridge, Mass.), C. W. Kosten, S (Delft), F. Canac (Marseille), F. Ingerslev (Copenhague), A. Giacomini (Rome), E. Meyer (Göttingen), W. P. Wilson (Tadworth).

Représentants de l'Union au sein de Commissions mixtes ou appartenant à d'autres Unions. — Seules modifications apportées : *Étalons et données physico-chimiques :* G. Borelius (Stockholm), H. König (Berne); *Radiobiologie :* R. D. Evans (Cambridge, Mass.), P. Mayneord (Londres); *Chimie macromoléculaire* (Comm. de l'Union de Chimie) : J. D. Bernal (Londres), P. Debye (Ithaca, N. Y.).

Comme suite à une demande de l'Union de Cristallographie, la création d'une nouvelle Commission mixte pour la *Physique de l'État solide* a été proposée au Conseil international des Unions. Au cas où cette Commission serait constituée, les représentants de notre Union y seraient : Sir G. P. Thomson, P (Londres), R. Smoluchowski (Pittsburgh, Penn., E. J. W. Verwey (Eindhoven).

III. Colloques. — Ceux dont la liste suit ont été envisagés favorablement :

1952 : Structure et propriétés des surfaces solides (Chicago ?); Spectroscopie des rayons β et γ (Amsterdam); Thermodynamique des changements d'état (Phase transitions) (Paris ?); Connexions entre l'Optique et l'étude des ondes courtes (ou autre sujet d'optique) (lieu à fixer).

1953 et 1954 : Physique nucléaire (Italie); Optique physiologique, dans ses rapports avec l'optique instrumentale (Espagne ?); Problèmes théoriques fondamentaux (Kyoto); Couches minces (Bristol); Acoustique (lieu à fixer); Spectroscopie (lieu à fixer).

IV. Travail de la commission S. U. N. — *Recommandations* adoptées par l'Assemblée générale :

1. Il est recommandé d'éviter l'emploi du mot « billion » dans la littérature scientifique et d'utiliser, par exemple, soit 10^9 eV soit GeV (*giga* électron-volt), comme cela a été accepté par l'UIPPA en 1948.

2. A la suite d'une discussion approfondie, la Commission S. U. N. a décidé, malgré les objections que peut soulever le prix de la composition typographique, de ne pas modifier les recommandations adoptées en 1948, en ce qui concerne les *indices affectant les symboles des éléments chimiques.*

3. L'UIPPA recommande aux physiciens qui désirent réserver le nom d'« isotopes » à différents atomes ayant le même nombre atomique, l'emploi du terme « *nuclide* » pour qualifier des atomes identiques à la fois par leur nombre atomique et leur nombre de masse. Cette recommandation ne prendra effet qu'après accord avec l'Union de Chimie.

4. Le *système pratique d'unités*, qui sera appelé le système Giorgi ou système M.K.S.A., devrait être fondé sur les unités : mètre, kilogramme-masse, seconde, ampère; dans certains cas, un autre choix de quatre unités indépendantes pourra être fait.

5. Considérant que, dans un proche avenir, les systèmes C. G. S. et le système M.K.S.A. seront simultanément utilisés en physique pure et appliquée, pour faciliter la conversion des unités C. G. S. en unités du système M.K.S.A. et vice versa, il est recommandé d'introduire, dans le but de définir les unités secondaires, les systèmes C. G. S. suivants fondés sur *quatre* unités principales : *a. le système C. G. S. électrostatique ou système C. G. S. e*, fondé sur le centimètre, le gramme-masse, la seconde et l'unité électrostatique de charge électrique; *b. le système G.C.S. électromagnétique ou système C. G. S. m*, fondé sur le centimètre, le gramme-masse, la seconde et le déca-ampère.

6. *a.* Il est recommandé que l'UIPPA propose à la *Commission Électrotechnique Internationale* la formation d'un Comité mixte pour étudier et formuler des recommandations sur toutes les questions concernant la rationalisation; *b.* Il n'est pas désirable de recommander aux physiciens l'usage exclusif soit d'équations *rationalisées*, soit d'équations non rationalisées; *c.* L'Assemblée générale de l'Union de Physique considère que, dans les cas où les équations sont rationalisées, la rationalisation doit être obtenue par l'introduction de *grandeurs* nouvelles.

7. L'Union internationale de Physique autorise la publication de la *liste de symboles* recommandés adoptée par la Commission S. U. N.

V. Publications et résumés analytiques. — 1. L'Assemblée Générale a transmis pour étude à la Commission des Publications une suggestion provenant de la Commission des Très Basses Températures, et tendant à éviter un usage excessif des « Lettres à l'éditeur ».

2. Elle a, d'autre part, adopté la proposition suivante, venue de la même origine : « Étant donné l'importance des contributions russes à la Physique et aux sciences connexes, l'UIPPA accueillerait avec sympathie un service d'information et de

traduction ouvert à tous les physiciens intéressés. Elle donne mission, en conséquence, à sa Commission des Publications de formuler une proposition au Comité Exécutif de l'ICSU tendant à examiner la possibilité de publier un *Journal de traductions* établi avec la collaboration des services partiels de documentation déjà existants. »

3. L'Assemblée a, en outre, décidé de faire sienne la proposition du Comité de l'UNESCO et de la Commission mixte pour les résumés analytiques de Physique d'établir un *Service international de Résumés* sous les auspices de l'ICSU.

VI. Questions diverses. — 1. Diverses informations, concernant le projet d'un éventuel laboratoire européen de physique nucléaire (équipé d'un accélérateur de quelques 10^9 eV) ont été fournies par MM. Amaldi et Auger. L'UNESCO réunira vraisemblablement en novembre ou décembre 1951 une Commission pour l'étude de cette question.

2. Diverses modifications aux statuts, suggérées notamment par MM. K. K. Darrow, P. P. Ewald et B. Gross, seront étudiées par le Comité Exécutif et éventuellement soumises à la prochaine Assemblée générale.

3. MM. Auger et Fleury ont insisté sur l'intérêt primordial des informations, même approximatives, que les Comités Nationaux et organisateurs des Colloques sont instamment priés de fournir au Secrétariat de l'Union (qui en fera part à l'UNESCO).

4. *Le Répertoire des Sociétés de Physique* (édition provisoire) préparé par le Secrétariat de l'Union a été présenté à l'Assemblée.

5. Le Secrétaire général et le Président ont rappelé que le bon fonctionnement de notre Union n'est possible que si, dans chaque Comité National, un Secrétariat organisé assure dans les deux sens la transmission des informations entre les physiciens de son pays et l'Union. Des remerciements spéciaux ont été exprimés aux éditeurs de journaux, qui ont accepté de publier régulièrement les Communications transmises à ce sujet par leur Comité National.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 12, NOVEMBRE 1951, PAGE 892.

REVUE DES LIVRES

Finkelnburg, **Atomic Physics (Physique atomique)** (1 vol. 23 × 16 cm, 498 pages, 226 figures, Mc Graw-Hill Book Company, London, 1950, 6,50 dollars).

Cet Ouvrage, traduction anglaise d'un livre allemand, expose, d'une manière claire et concise, l'ensemble des connaissances actuelles sur la structure de la matière et traite aussi bien des particules élémentaires, de la structure des atomes et des spectres atomiques, que de la mécanique ondulatoire, de la physique nucléaire et moléculaire, ainsi que de la physique atomique des états liquide et solide.

B. Kwal.

Cosslett (V. E.), **Bibliographie de microscopie électronique** (1 vol. 22 × 14 cm, 350 pages, E. Arnold, Paris, 1950, 401 f).

Bibliographie très complète de tous les articles et ouvrages parus jusqu'en 1949. Chaque référence est accompagnée d'une courte analyse.

Agostini (L.) et Bass (J.), **Les théories de la turbulence** (1 vol. 27 × 18 cm, 118 pages, *Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air*, Paris, 1950, 750 f).

Malgré l'importance que le mouvement turbulent des fluides présente dans les applications de l'hydro- et de l'aérodynamique, les connaissances théoriques et expérimentales qu'on en possède actuellement semblent encore être très incomplètes. Des progrès importants ont pourtant été enregistrés dans ces derniers temps, grâce aux développements des souffleries aérodynamiques et aux travaux théoriques des savants, tels que von Karman, Heisenberg, von Weizsäcker, Kolmogoroff, Batchelor et Townsend. Même si ces travaux ne devaient pas résoudre d'une manière définitive les problèmes dont ils traitent, une monographie d'ensemble comme celle de MM. Agostini et Bass est certainement bien venue et sera certainement appréciée par les nombreuses personnes qui portent intérêt à ces fort délicates questions.

MM. Agostini et Bass ont fait une série de conférences au cours de l'hiver 1949 à la Sorbonne, dans le cadre de l'Institut de Mécanique de Paris. A la suite de la mort de M. Agostini, le texte de ces conférences a été mis au point et remanié par M. Bass. En particulier, le chapitre sur la technique des mesures a dû être supprimé.

Le premier chapitre est consacré aux généralités sur la turbulence et sur les méthodes statistiques dont on se sert dans son étude. Dans le chapitre II, on trouvera l'étude des corrélations de vitesse (Karman) et des fonctions spectrales (Taylor). Le chapitre III est une étude de l'application des équations de Navier (travaux de Karman de 1938, équation fondamentale de Karman et Howarth, théorie de Heisenberg). Les chapitres IV et V exposent les théories nouvelles de Kolmogoroff, Weizsäcker, Heisenberg et Batchelor et Townsend.

Pour combler la lacune de la partie expérimentale, le texte a été complété par quelques exemples de courbes de corrélation et de courbes spectrales, mesurées directement en soufflerie par M. A. Favre, au laboratoire de Mécanique de l'Atmosphère de Marseille.

B. Kwal.

Le Gérant : Maurice Blondin. 140718 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1951.